Hrvoje Požar

OSNOVE ENERGETIKE 2

ŠKOLSKA KNJIGA – ZAGREB

ISBN 86-03-99660-1
31641/1

306'1

UDŽBENICI SVEUČILIŠTA U ZAGREBU
MANUALIA UNIVERSITATIS STUDIORUM ZAGRABIENSIS

Urednik
Dr. ŽELIMIR MATUTINOVIĆ

Recenzenti
Prof. dr. VLADIMIR KNAPP
Prof. dr. BOŽO UDOVIČIĆ

Crteže izradio
MILOVAN KAVŠEK

Lektori
ANTUN ČESKO, prof.
GIOIA VUČINIĆ, prof.

Grafički urednik
ŽELJKO PRODANOVIĆ

Objavljivanje ovog sveučilišnog udžbenika odobrio je Odbor za znanstveno-nastavnu literaturu Sveučilišta u Zagrebu rješenjem broj 02-1309/1-1991. od 22. siječnja 1992.

Objavljivanje ovog djela financijski je pomoglo Ministarstvo znanosti, tehnologije i informatike Republike Hrvatske.

CIP - Katalogizacija u publikaciji
Nacionalna i sveučilišna biblioteka, Zagreb

UDK 620.9(075.8)
621.039(075.8)
621.1/.2(075.8)

POŽAR, Hrvoje
Osnove energetike 2 / Hrvoje Požar. – 2, dopunjeno i izmijenjeno izd. – Zagreb : Školska knjiga, 1992– . – sv. : ilustr. ; 24 cm. –
(Udžbenici Sveučilišta u Zagrebu = Manualia Universitatis studiorum Zagrabiensis)

2. – 1992. – XII. 1265 str. ; 24 cm

ISBN 86-03-99660-1

920210068

Tisak: GRAFIČKI ZAVOD HRVATSKE – Zagreb

Dr. inž. HRVOJE POŽAR

redovni profesor Elektrotehničkog fakulteta u Zagrebu, redovni član Hrvatske akademije znanosti i umjetnosti, znanstveni savjetnik Instituta za elektroprivredu

Osnove energetike 2

Drugo, dopunjeno i izmijenjeno izdanje

ŠKOLSKA KNJIGA
ZAGREB 1992

Svojoj supruzi,
nježnoj majci i baki,
za ljubav i strpljenje
posvećujem.

Sadržaj

Deveto poglavlje

TRANSFORMACIJA NUKLEARNE ENERGIJE U UNUTRAŠNJU KALORIČKU ENERGIJU

1. Raspad atomske jezgre 727
   1.1. Atomska jezgra 727
   1.2. Uvjeti za raspad atomske jezgre 727
   1.3. Fisijski materijali 730
   1.4. Neutroni nastali raspadom jezgara 731
   1.5. Lančani raspad jezgara 732
2. Nuklearne reakcije 734
   2.1. Udarni presjek 734
   2.2. Radioaktivnost 737
   2.3. Apsorpcija 739
   2.4. Elastični sraz 741
   2.5. Raspad jezgara 744
   2.6. Karakteristični udarni presjeci 748
3. Održavanje lančane reakcije 754
   3.1. Nuklearni reaktor 754
   3.2. Faktor multiplikacije 754
   3.3. Utjecaj na faktor multiplikacije 755
      3.3.1. Utjecaj nuklearnog goriva 755
      3.3.2. Utjecaj raspada U-238 757
      3.3.3. Apsorpcija neutrona jezgrama U-238 758
      3.3.4. Utjecaj moderatora i drugih materijala 759
      3.3.5. Određivanje faktora multiplikacije 759
   3.4. Prilike u homogenom reaktoru 761
   3.5. Prilike u heterogenom reaktoru 764
   3.6. Utjecaj reflektora 767
4. Promjena faktora multiplikacije 769
   4.1. Reaktivnost reaktora 769
   4.2. Zatrovanje goriva 770
   4.3. Utjecaj zatrovanja na faktor multiplikacije 777
   4.4. Utjecaj utroška nuklearnog goriva 780
   4.5. Utjecaj proizvodnje novog goriva 784
   4.6. Utjecaj temperature reaktora 789
5. Osnove regulacije reaktora 792
6. Reaktori s brzim neutronima 800

Deseto poglavlje

NUKLEARNI REAKTORI I NUKLEARNA POSTROJENJA

1. Materijali u reaktorima 807
2. Reaktorsko gorivo 807
   2.1. Općenito 807
   2.2. Uranska goriva 809

2.2.1. Metalni uran . . . 809
2.2.2. Uran-dioksid . . . 810
2.2.3. Uran-karbid . . . 811
2.3. Plutonijska goriva . . . 812
2.3.1. Općenito o upotrebi plutonija . . . 812
2.3.2. Legure plutonija . . . 812
2.3.3. Plutonij-dioksid . . . 812
3. Ostali materijali u reaktoru . . . 813
3.1. Konstrukcijski materijali . . . 813
3.2. Materijali za košuljice gorivih štapova . . . 814
3.3. Materijali za kontrolne šipke u reaktoru . . . 815
3.4. Materijali za moderator . . . 818
3.5. Rashladna sredstva . . . 820
4. Tipovi nuklearnih reaktora . . . 824
5. Grafitni reaktori . . . 828
5.1. Reaktor hlađen ugljik-dioksidom (GCR) . . . 828
5.2. Usavršeni reaktor hlađen ugljik-dioksidom (AGR) . . . 831
5.3. Visokotemperaturni plinom hlađeni reaktor (HTGR) . . . 834
5.4. Reaktor s kipućom vodom moderiran grafitom (LWGR) . . . 837
6. Lakovodni reaktori . . . 839
6.1. Reaktor hlađen i moderiran običnom vodom pod tlakom (PWR) . . . 839
6.1.1. Općenito . . . 839
6.1.2. Nuklearni reaktor . . . 844
6.1.3. Regulacija snage . . . 848
6.1.4. Parogenerator . . . 849
6.1.5. Cirkulacijska pumpa reaktorskoga rashladnog sredstva . . . 850
6.1.6. Tlačni spremnik . . . 851
6.1.7. Sigurnosni štit (containment) . . . 851
6.1.8. Pomoćni sustav reaktora . . . 853
6.1.9. Sekundarni krug nuklearne elektrane . . . 855
6.2. Reaktor hlađen i moderiran kipućom vodom (BWR) . . . 857
6.2.1. Općenito . . . 857
6.2.2. Reaktorsko postrojenje . . . 857
6.2.3. Pomoćni pogoni . . . 864
6.2.4. Sekundarni krug nuklearne elektrane . . . 866
7. Teškovodni reaktori . . . 867
7.1. Općenito . . . 867
7.2. Teškovodni reaktori s cijevima pod tlakom (HWR, CANDU) . . . 869
7.2.1. Reaktorsko postrojenje . . . 869
7.2.2. Pomoćni sustavi . . . 873
7.3. Teškovodni reaktor s posudom pod tlakom (PHWR) . . . 874
7.4. Reaktor moderiran teškom vodom i hlađen običnom kipućom vodom (SGHWR) . . . 875
8. Upotreba termičkih nuklearnih reaktora . . . 876
9. Brzi oplodni reaktori . . . 880
10. Reaktori za pogon brodova . . . 884
11. Ciklus nuklearnog goriva . . . 886

Jedanaesto poglavlje

KRUŽNI PROCESI I STRUJANJE PLINOVA I PARA

1. Tehnička postrojenja za provedbu kružnih procesa . . . 891
2. Nepovratljivost i gubici u kružnom procesu . . . 893
2.1. Uvodna napomena . . . 893
2.2. Ekspanzija i kompresija u stapnim strojevima . . . 893
2.3. Ekspanzija i kompresija u turbostrojevima . . . 896
2.4. Unutrašnji stupanj djelovanja . . . 897
2.5. Dovod i odvod topline . . . 898
2.6. Kružni procesi sa sekundarnim nepovratljivostima . . . 899

3. Osnovno o strujanju plinova i para 901
3.1. Uvodne napomene 901
3.2. Sređeno i nesređeno strujanje 901
3.3. Jednadžba neprekidnosti (kontinuiranosti) 902
4. Energija strujanja 904
4.1. Opći slučaj 904
4.2. Adijabatski procesi strujanja 906
4.2.1. Općenita formula 906
4.2.2. Ubrzano strujanje 907
4.2.3. Usporeno strujanje 909
5. Strujanje u cijevi konstantna presjeka 911
6. Strujanje kroz sapnice 915
6.1. Oblik sapnica 915
6.2. Strujanje idealnog plina bez trenja 917
6.3. Strujanje idealnog plina s trenjem 921
6.4. Grafičko određivanje prilika za vrijeme strujanja 924
6.5. Utjecaj promjene tlaka u prostoru iza sapnice 925
7. Strujanje kroz okretno lopatično kolo 929
7.1. Tlak strujanja na nepomičnu lopaticu 929
7.2. Tlak strujanja na pomičnu lopaticu 931
7.3. Stupanj djelovanja transformacije kinetičke energije u mehaničku 932
7.4. Gubici pri transformaciji kinetičke energije u mehaničku 934
7.5. Ekspanzija u okretnom kolu 939
8. Raketni strojevi 941
8.1. Uvodna napomena 941
8.2. Raketni motor 941
8.3. Zračni reaktivni motor 944

Dvanaesto poglavlje

STAPNI STROJEVI

1. Uvodna napomena 951
2. Stapni strojevi s plinovitom djelatnom tvari 951
2.1. Općenito 951
2.2. Rad motora s unutrašnjim izgaranjem 952
2.2.1. Četverotaktni rad 952
2.2.2. Dvotaktni motor 953
2.2.3. Nabijanje motora 955
2.2.4. Jednoradni i dvoradni motor 956
2.2.5. Usporedba motora s unutrašnjim izgaranjem 956
2.3. Teorijski procesi u motorima s unutrašnjim izgaranjem 958
2.3.1. Teorijski procesi 958
2.3.2. Otto-proces 958
2.3.3. Dizelski proces 962
2.3.4. Sabathé-proces 965
2.3.5. Usporedba procesa za motore s unutrašnjim izgaranjem 968
2.3.6. Proces s nabijanjem motora 969
2.4. Stvarni proces i snaga motora s unutrašnjim izgaranjem 971
2.4.1. Indikatorski dijagram 971
2.4.2. Indicirana snaga motora s unutrašnjim izgaranjem 972
2.4.3. Efektivna snaga motora s unutrašnjim izgaranjem 975
2.4.4. Utjecaji na snagu motora 975
2.5. Upotreba motora s unutrašnjim izgaranjem 976
3. Stapni strojevi s parom kao djelatnom tvari 978
3.1. Rad stapnog parnog stroja 978
3.2. Kružni proces s parom kao djelatnom tvari 980
3.2.1. Općenito o procesima s parom kao djelatnom tvari 980
3.2.2. Kružni proces s mokrom parom 981
3.2.3. Proces s pregrijanom parom 986

3.3. Stvarni proces i snaga stapnog parnog stroja 987
3.3.1. Indikatorski dijagram 987
3.3.2. Snaga stapnog parnog stroja 990
3.3.3. Izvedba i upotreba parnih strojeva 991

Trinaesto poglavlje

PARNE TURBINE

1. Podjela parnih turbina 995
2. Akcione i reakcione aksijalne turbine 997
2.1. Jednostepena akciona turbina 997
2.2. Akciona turbina sa stupnjevanjem brzine 998
2.3. Akciona turbina sa stupnjevanjem tlaka 1004
2.4. Jednostepena reakciona turbina 1009
2.5. Reakciona turbina sa stupnjevanjem tlaka 1016
2.6. Mješovite izvedbe 1017
3. Radijalne turbine 1020
4. Kondenzacijske parne turbine 1023
4.1. Općenito 1023
4.2. Stepeni s mokrom parom 1024
4.3. Posljednji stepen turbine 1026
4.4. Turbine s međupregrijanjem pare 1027
5. Protutlačne turbine i turbine s oduzimanjem 1028
5.1. Protutlačne parne turbine 1028
5.2. Turbine s reguliranim oduzimanjem pare 1029
5.3. Turbine s nereguliranim oduzimanjem pare 1031
6. Izvedbe parnih turbina 1032
6.1. Parne turbine za konvencionalne termoelektrane 1032
6.2. Parne turbine za nuklearne elektrane 1035
6.3. Granične snage parnih turbina 1038
7. Regulacija parnih turbina 1042
7.1. Općenito o regulaciji parnih turbina 1043
7.2. Utjecaj regulacije na prilike u turbini 1044
8. Kondenzator parne turbine 1046
8.1. Djelovanje kondenzatora 1046
8.2. Energetski odnosi u kondenzatoru 1048
8.3. Izvedbe kondenzatora 1051
9. Stupanj djelovanja parne turbine 1056
9.1. Stupnjevi djelovanja procesa 1056
9.2. Stupnjevi djelovanja parne turbine 1058

Četrnaesto poglavlje

PLINSKE TURBINE

1. Osnovno o postrojenju s plinskom turbinom 1063
1.1. Kompresor 1064
1.2. Komora izgaranja 1066
1.3. Plinska turbina 1068
2. Procesi u postrojenju s plinskom turbinom 1069
2.1. Proces u najjednostavnijem postrojenju s plinskom turbinom 1069
2.2. Točniji proračun procesa u plinskoj turbini 1075
2.3. Proces u postrojenju s plinskom turbinom sa zagrijavanjem zraka nakon kompresije . 1081
2.4. Proces u postrojenju s plinskom turbinom sa zagrijavanjem zraka i višestepenom kompresijom 1083
2.5. Proces u postrojenju s plinskom turbinom sa zagrijavanjem zraka, višestepenom kompresijom i višestepenom ekspanzijom 1088
3. Poluzatvoreni proces u postrojenju s plinskom turbinom 1093

3.1. Općenito . . . 1093
3.2. Postrojenje sa zagrijačem zraka . . . 1093
3.3. Postrojenje s izgaranjem u kružnoj struji plina . . . 1095
4. Zatvoreni proces u postrojenju s plinskom turbinom . . . 1098
5. Izvedbe postrojenja s plinskim turbinama i svojstva goriva . . . 1100
5.1. Izvedbe . . . 1100
6. Postrojenja s plinskom turbinom i sa spremnikom kamprimiranog zraka . . . 1104
7. Reaktivni motori s plinskom turbinom . . . 1107

Petnaesto poglavlje

STRUJANJE TEKUĆINA

1. Svojstva tekućina . . . 1115
2. Jednadžba strujanja tekućina . . . 1118
2.1. Opća jednadžba strujanja . . . 1118
2.2. Jednadžba kontinuiranosti . . . 1120
2.3. Stacionarno strujanje . . . 1121
2.4. Tekućina u mirovanju . . . 1123
2.5. Primjena Bernoullieve jednadžbe . . . 1124
2.5.1. Mjerenje protoka pomoću venturijske sapnice . . . 1124
2.5.2. Istjecanje kroz mali otvor . . . 1125
2.5.3. Istjecanje kroz velike otvore . . . 1126
2.5.4. Istjecanje preko preljeva . . . 1127
3. Strujanje tekućine u cijevima . . . 1129
3.1. Općenito . . . 1129
3.2. Gubici energije zbog strujanja u cjevovodima . . . 1129
3.3. Gubici u ravnim cijevima . . . 1131
3.3.1. Laminarno i turbulentno strujanje . . . 1131
3.3.2. Gubici u cijevima pri laminarnom strujanju . . . 1132
3.3.3. Gubici u ravnim cijevima pri turbulentnom strujanju . . . 1135
3.4. Gubici u dijelovima cjevovoda . . . 1138
4. Strujanje tekućina u otvorenim tokovima . . . 1145
4.1. Općenito . . . 1145
4.2. Gubici energije strujanja u otvorenim tokovima . . . 1146
4.3. Gubici u ravnim otvorenim tokovima . . . 1147
4.3.1. Reynoldsova značajka . . . 1147
4.3.2. Gubici u ravnim otvorenim tokovima pri laminarnom strujanju . . . 1147
4.3.3. Gubici u ravnim otvorenim tokovima pri turbulentnom strujanju . . . 1149
4.3.4. Strujanje u kanalu pravokutna presjeka . . . 1151
4.3.5. Strujanje u kanalu trapezna presjeka . . . 1152
4.3.6. Strujanje u tunelu okrugla presjeka . . . 1154
4.4. Gubici u dijelovima otvorenih tokova . . . 1155
5. Nestacionarno strujanje . . . 1158
5.1. Općenito o nestacionarnom strujanju . . . 1158
5.2. Pojave pri trenutnom zatvaranju zasuna na kraju cjevovoda . . . 1158
5.3. Brzina širenja vala tlaka u cjevovodu . . . 1163
5.4. Pojave pri postepenom zatvaranju zasuna na kraju cjevovoda . . . 1166
5.5. Pojave pri trenutnom zatvaranju zapornice na kraju otvorenog kanala . . . 1172

Šesnaesto poglavlje

VODNE TURBINE

1. Osnovna podjela vodnih turbina . . . 1177
2. Energetski odnosi u vodnim turbinama . . . 1180
2.1. Osnovne jednadžbe pretlačnih vodnih turbina . . . 1180
2.2. Energetske prilike u hidroelektrani . . . 1183
2.3. Gubici i stupnjevi djelovanja pretlačnih turbina . . . 1186
2.4. Osnovne jednadžbe turbina slobodnog mlaza . . . 1188

2.5. Gubici i stupnjevi djelovanja turbina slobodnog mlaza 1191
3. Uvjeti sličnog rada i specifična brzina vrtnje 1192
3.1. Općenito 1192
3.2. Uvjeti sličnog rada 1192
3.3. Specifična brzina vrtnje 1195
3.4. Specifična brzina vrtnje i dimenzije pretlačnih turbina 1199
3.5. Specifična brzina vrtnje i dimenzije Peltonovih turbina 1206
4. Smanjenje izlaznih gubitaka pretlačnih turbina 1208
4.1. Aspirator 1208
4.2. Difuzor 1211
4.3. Koeficijent kavitacije 1214
5. Ponašanje turbina uz promjenljive pogonske uvjete 1217
5.1. Topografski dijagrami jediničnih turbina 1217
5.2. Topografski dijagrami izvedenih turbina 1221
5.3. Brzina vrtnje pobjega 1227
6. Usporedba tipova turbina i izbor brzine vrtnje 1229
6.1. Upotreba tipova turbina 1229
6.2. Brzina vrtnje izvedenih turbina 1231

Sedamnaesto poglavlje

CENTRIFUGALNE PUMPE

1. Osnovni pojmovi 1235
2. Energetski odnosi u pumpi 1239
2.1. Teorijska visina pumpanja 1239
2.2. Pogonska karakteristika pumpe 1241
2.3. Gubici u pumpi 1245
2.4. Stupanj djelovanja pumpe 1246
3. Pumpno postrojenje 1248
3.1. Pogonske karakteristike pumpnog postrojenja 1248
3.2. Paralelan pogon pumpa 1250
3.3. Nestabilan pogon pumpe 1251
4. Usisna visina pumpe 1252
5. Pumpa-turbina 1253
5.1. Općenito 1253
5.2. Jednostepena pumpa-turbina 1256
5.3. Višestepena pumpa-turbina 1258
5.4. Pumpa-turbina tipa Deriaz 1260
5.5. Pumpa-turbina tipa Isogyre 1261
Literatura 1265

DEVETO POGLAVLJE

Transformacija nuklearne energije u unutrašnju kaloričku energiju

1. Raspad atomske jezgre

1.1. Atomska jezgra

Atomska je jezgra sastavljena od protona i neutrona među kojima djeluju jake privlačne sile. Protoni su pozitivno električki nabijeni elementarnim nabojem e ($e = 1{,}602 \cdot 10^{-19}$ As), dok su neutroni električki neutralni. Atomska je jezgra oko deset tisuća puta manja od atoma. Veličina je atomske jezgre oko 10^{-12} cm. Masa protona iznosi $1{,}672 \cdot 10^{-27}$ kg, a neutrona $1{,}675 \cdot 10^{-27}$ kg.

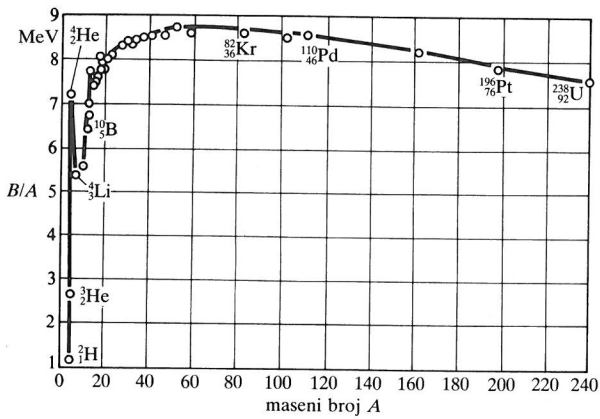
Atomska je jezgra karakterizirana masenim brojem A i nabojem Z. Maseni broj je broj jedinica mase, koja je jednaka 1/12 mase ugljikova izotopa C-12, što, prema Einsteinovoj relaciji, odgovara energiji od 931 MeV. Naboj Z višekratnik je elementarnog naboja, a jednak je rednom broju elementa u Mendeljejevljevu periodnom sustavu elemenata. U atomskoj jezgri postoji A protona i neutrona, koji se zajedničkim imenom nazivaju nukleonima, a od toga je Z protona i $A - Z$ neutrona. Da bi se naznačio sastav atomske jezgre, upotrebljavaju se oznake ${}^{A}_{Z}\mathrm{X}$, ${}^{A}\mathrm{X}$ i X–A, gdje je X simbol kemijskog elementa. Tako se za jedan od izotopa urana mogu upotrijebiti slijedeće oznake: ${}^{235}_{92}\mathrm{U}$, ${}^{235}\mathrm{U}$ ili U–235.

1.2. Uvjeti za raspad atomske jezgre

Kao što je već spomenuto, među nukleonima djeluju jake privlačne sile, koje se mogu prikazati energijom vezanja i koja je određena izrazom

$$B(Z, A) = [Z m_{\mathrm{p}} + (A - Z) m_{\mathrm{n}} - M(Z, A)] c^2 \qquad (9.1)$$

gdje je m_{p} masa protona, m_{n} masa neutrona, M masa cijele jezgre, a c brzina svjetlosti. Masa sastojaka jezgre, prva dva člana među uglatim zagradama, veća je od mase cijele jezgre, pa se naziva defekt mase, koji pomnožen s kvadratom brzine svjetlosti predstavlja energiju vezanja. Omjer energije vezanja B i broja nukleona A, specifična energija vezanja $b = B/A$, prikazan na sl. 9.1., vrlo je važan za dalja razmatranja. Iako je taj omjer za većinu jezgara približno konstantan, već i male razlike toga omjera omogućuju dobivanje energije pomoću nuklearnih reakcija.



Sl. 9.1. Energija vezanja po jednom nukleonu (B/A) kao funkcija broja nukleona (A)

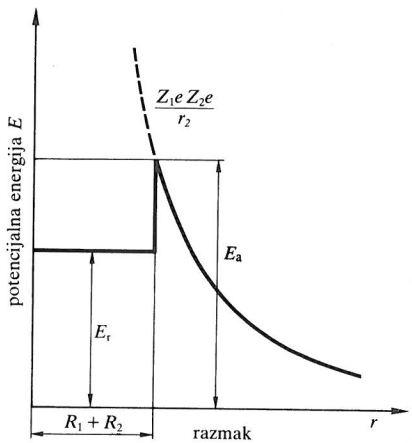
Ako se jezgra s masenim brojem A i specifičnom energijom vezanja b ($= B/A$) podijeli u dvije jezgre s masenim brojevima A_1 i A_2 i specifičnim energijama b_1 i b_2, oslobodit će se energija

$$\Delta W = b_1 A_1 + b_2 A_2 - b A \tag{9.2}$$

Ako se, npr., podijeli vrlo teška jezgra masenog broja $A = 240$ i specifične energije vezanja $b = 7{,}5$ MeV u dvije jednake jezgre masenog broja $A_1 = A_2 = A/2$ i specifične energije vezanja $b_1 = b_2 = 8{,}4$ MeV, oslobođena će energija iznositi $\Delta W = 2 \cdot 1\,008 - 1\,800 = 216$ MeV.

Prema tome, može se smatrati da je teška jezgra nestabilna i da bi se trebala spontano dijeliti težeći nižem energetskom stanju, odnosno većoj stabilnosti. Budući da teške jezgre ipak postoje u prirodi, mora postojati i neka barijera koja sprečava raspad teških jezgara. To je elektrostatička barijera, jer se u jezgri nalaze protoni koji su električki nabijeni.

Takva se barijera može prikazati ako se promatra proces spajanja dviju jezgara. Tokom spajanja na jezgre djeluju odbojne sile (sl. 9.2), jer su obje jezgre nabijene



Sl. 9.2. Potencijalna energija dviju atomskih jezgara pri spajanju ili razdvajanju

istoimenim električnim nabojem. Potencijalna energija W_e sustava dviju jezgara koje nose naboje Z_1e i Z_2e povećava se smanjivanjem njihova razmaka r prema relaciji

$$W_e = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r^2} \tag{9.3}$$

Privlačne nuklearne sile počinju djelovati tek onda kad se te dvije jezgre sasvim približe jedna drugoj, jer su nuklearne sile vrlo kratkog dometa. One praktički djeluju na udaljenosti koja je jednaka ili manja od polumjera jezgre koji približno iznosi

$$R = R_0 A^{1/3} \tag{9.4}$$

gdje je $R_0 = 1{,}4 \cdot 10^{-12}$ cm. U trenutku dodira jezgara potencijalna energija iznosi

$$W_e = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{(R_1 + R_2)^2} \tag{9.5}$$

gdje su R_1 i R_2 polumjeri jezgara koje se spajaju. Kad bi energija vezanja novonastale jezgre ostala jednaka energiji vezanja lakših jezgara koje su se spojile, potencijalna bi energija postala jednaka nuli. Budući da je energija vezanja teške jezgre manja od energije vezanja lakših jezgara, potencijalna će se energija smanjiti samo za $W_f = \Delta W$ (9.2), jer će se tolika energija utrošiti za oslabljivanje nuklearnih veza. Višak uložene energije

$$W_c = W_e - W_f \tag{9.6}$$

oslobodit će se npr. emisijom γ-zračenja, a u cijelom procesu bit će utrošena energija W_f.

Da bi se nova teška jezgra ponovno podijelila na dva prvobitna dijela, mora se dakle savladati energetska barijera W_c (9.6), odnosno mora se teškoj jezgri dovesti na neki način energija W_c. Kad se nove jezgre razdvoje, prestat će djelovati nuklearne privlačne sile, a djelovat će samo odbojne elektrostatičke sile. Kad se nove jezgre međusobno udalje jedna od druge, oslobodit će se energija W_c (9.3) umanjena za W_c, pa će oslobođena energija iznositi

$$W_f = W_e - W_c \tag{9.7}$$

Da bi se probudila teška jezgra, što je preduvjet za njezin raspad, potrebno je teškoj jezgri dovesti energiju W_c koja se može odrediti približnim izrazom

$$W_c = A^{2/3}\,(0{,}89 - 0{,}02\,Z^2/A) \tag{9.8}$$

Ta se energija može dovesti jezgri neutronom koji osim svoje energije donosi i energiju vezanja W_v koja ovisi o svojstvima teške jezgre.

Podaci za potrebnu energiju za pobuđenje jezgre W_c i za energiju vezanja neutrona W_v nalaze se u tabl. 9.1.

Usporedbom podataka za W_c i W_v može se konstatirati da je za raspad nekih teških jezgara (Th–232 i U–238) potrebno da neutron, ako se želi ostvariti raspad

Tabl. 9.1. Karakteristike nekih teških atoma s obzirom na raspad jezgre (MeV)

	$^{232}_{90}Th$	$^{233}_{92}U$	$^{235}_{92}U$	$^{238}_{92}U$	$^{239}_{94}Pu$
W_c	7,1	6,2	6,4	6,8	5,8
W_v	6,6	6,8	6,5	4,8	6,4
W_{no}	0,5	–	–	2,0	–
$W_{n\,eksp}$	1,3	–	–	1,1	–

W_c – energija potrebna za pobuđenje jezgre
W_v – energija vezanja neutrona
$W_{no} = W_c - W_v$ – potrebna energija neutrona određena teorijski
$W_{n\,eksp}$ – potrebna energija neutrona određena eksperimentalno

teške jezgre, mora imati neku energiju, jer je $W_c > W_v$. Za raspad drugih teških jezgara (U–233, U–235 i Pu–239), međutim, dovoljna je energija vezanja neutrona, pa neutron koji prodire u takvu jezgru može imati i neku minimalnu količinu energije, jer je $W_c < W_v$. Podaci iz tabl. 9.1. pokazuju da su jezgre s parnim brojem nukleona, npr. U–238, jače vezane nego jezgre s neparnim brojem nukleona, npr. U–235. Zbog toga će se dodatni neutron slabije vezati i unijeti manje energije u novonastalu jezgru nastalu od jezgre s parnim brojem nukleona, npr. U–239, nego u jezgru nastalu od jezgre s neparnim brojem nukleona, npr. U–236. Analogno vrijedi za Th–232, odnosno za U–233 i Pu–239. Da bi se dakle ostvario raspad jezgre Th–232 i U–238 potrebno je da neutron ima energiju reda veličine 1 MeV, dok je za raspad jezgara U–233, U–235 i Pu–239 dovoljno da neutron ima energiju i manju od 1 eV. Energija koju nose neutroni ustvari je kinetička energija koja ovisi o njihovoj brzini gibanja, pa se kaže da raspad jezgara Th–232 i U–238 mogu izazvati brzi, a raspad jezgara U–233, U–235 i Pu–239 spori neutroni, koji se nazivaju i termičkim neutronima.

1.3. Fisijski materijali

Pod fisijskim materijalima razumijevaju se materijali koji se djelovanjem neutrona mogu raspadati. U tabl. 9.1. navedeni su najvažniji fisijski materijali. Od navedenih samo se tri nalaze u prirodi, i to Th–232, U–235 i U–238, ali se samo jedan od njih, U–235, može raspasti djelovanjem sporih neutrona. Zbog toga se U–235 smatra fisijskim materijalom u užem smislu.

Osim U–235 mogu se raspadati djelovanjem sporih neutrona i umjetni fisijski materijali, i to U–233 i Pu–239. Oni se, međutim, mogu proizvesti također pomoću neutrona. U–233 dobiva se od Th–232 prema relaciji (3.8), a Pu–239 od U–238 prema relaciji (3.9). Proces nastanka U–233 i Pu–239 naziva se nuklearnom konverzijom, a polazni materijali za nuklearnu konverziju (Th–232 i U–238) oplodnim materijalima. Nekada se grade nuklearni reaktori samo za proizvodnju plutonija od U–238 radi proizvodnje nuklearnog oružja. U energetskim reaktorima konverzijom se djelomično nadoknađuje utrošeno nuklearno gorivo, pa ne izgara samo nuklearno gorivo (U–235) nego i gorivo koje je nastalo konverzijom.

Uz U–233 i Pu–239 u reaktorima se mogu proizvesti i drugi fisijski materijali s rednim brojem većim od 92 (transurani), kao što su americij ($^{243}_{95}$Am), kirij ($^{245}_{96}$Cm), kalifornij ($^{249}_{98}$Cf) i dr. Za nuklearnu tehniku imaju značenje izotopi plutonija Pu–240, Pu–241 i Pu–242 koji nastaju uzastopnom apsorpcijom neutrona u Pu–239. Među njima je Pu–241 fisijski materijal.

1.4. Neutroni nastali raspadom jezgara

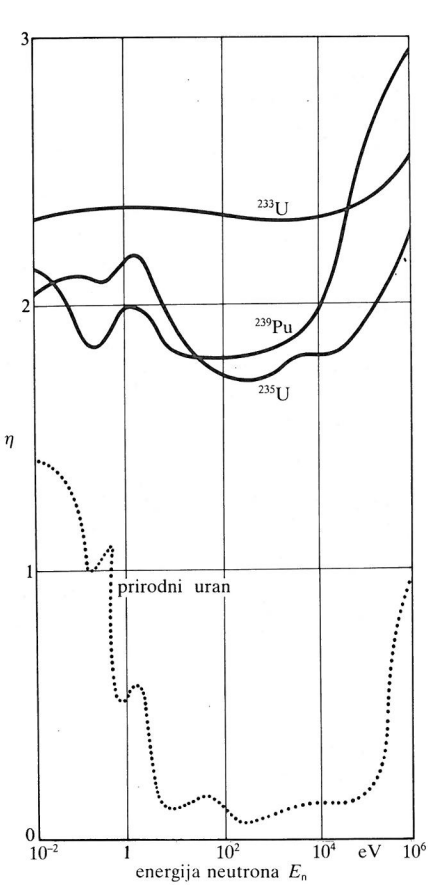
Za proces lančane reakcije, o kojoj će još biti riječi, bitno značenje ima nastanak novih neutrona nakon raspada teških jezgara. Nakon raspada teške jezgre može nastati različit broj novih neutrona. Taj broj ovisi o jezgri koja se raspada, ali i o energiji neutrona koji je izazvao raspad jezgre. Prosječni broj neutrona koji nastaju raspadom jedne jezgre može se odrediti iz približnog izraza

$$\nu = \nu_0 + \alpha W_n \tag{9.9}$$

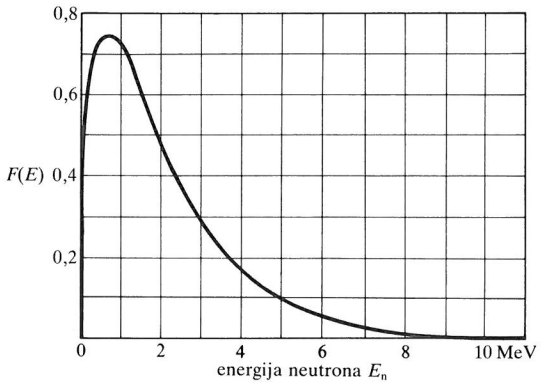
gdje je W_n energija nutrona, a ν_0 i α konstante ovisne o raspadnutoj jezgri i o energiji neutrona (tabl. 9.2). Kao što se vidi iz podataka u spomenutoj tablici, prosječni broj neutrona raspadom svih izotopa urana iznosi oko 2,5 neutrona po raspadu jedne jezgre, raspadom Th–232 dobiva se prosječno oko 2 neutrona, a raspadom plutonija oko 3 neutrona po raspadnutoj jezgri. Točniju sliku o broju emitiranih neutrona po raspadnutoj jezgri daje dijagram na sl. 9.3. Podaci na sl. 9.3. odnose se na jezgre U–233, U–235 i Pu–239, ali i na prirodni uran u kojem je samo 0,712% U–235.

Tabl. 9.2. Broj neutrona nastalih raspadom teške jezgre

	W_n do 1 MeV		W_n više od 1 MeV	
	ν_0	α	ν_0	α
Th – 232	–	–	1,87	0,164
U – 233	2,494	0,075	2,41	0,136
U – 235	2,430	0,065	2,35	0,150
U – 238	–	–	2,30	0,160
Pu – 239	2,969	0,144	2,91	0,133



Sl. 9.3. Neutronski prinos η prirodnog urana, U-233, U-235 i Pu-239 u ovisnosti o energiji neutrona koji izaziva raspad jezgre

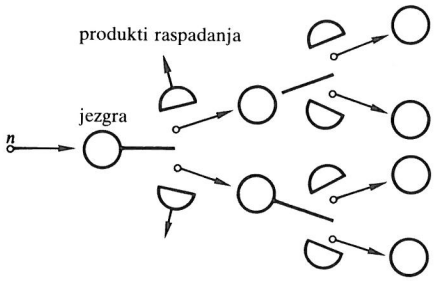


Sl. 9.4. Energetska raspodjela fisijskih neutrona

Nakon raspada jezgre emitiraju se neutroni širokoga energetskog spektra (sl. 9.4). Prosječna energija emitiranih neutrona iznosi oko 2 MeV, a najviše emitiranih elektrona ima energiju od oko 0,85 MeV.

1.5. Lančani raspad jezgara

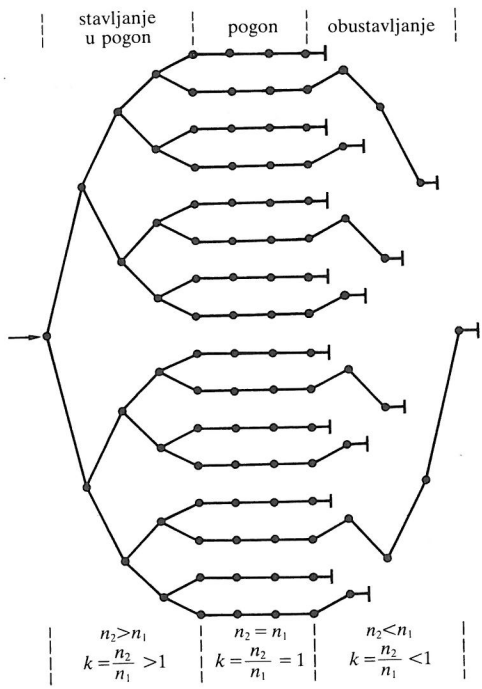
Samostalno, jednom započeto raspadanje jezgara fisijskog materijala (nuklearnog goriva) osniva se na pojavi da se nakon raspada jedne jezgre pojavi najmanje jedan od emitiranih neutrona sposoban da izazove raspad druge jezgre fisijskog materijala. U prosjeku, međutim, raspadom jezgre U–235 nastaje 2,5 neutrona. U ovom razmatranju ograničit će se na U–235, iako sve to vrijedi i za druge fisijske materijale. Ako spomenutih 2,5 neutrona ne bude za vrijeme njihova životnog puta ometeno ili ne postanu žrtvama neke druge nuklearne reakcije, nastavit će se raspadanje jezgara geometrijskom progresijom (sl. 9.5) uz napomenu da su za



Sl. 9.5. Shematski prikaz lančane reakcije

prikazani razvoj raspada dovoljna i dva neutrona po raspadu teške jezgre. Broj raspadnutih jezgara rast će po zakonu 2^n, gdje je n broj sukcesivnih raspada ili, kako se često kaže, broj generacija neutrona. Takvi su uvjeti bili ispunjeni u atomskoj bombi koja je, u prvoj izvedbi, bila izrađena od čistog U–235. U reaktoru s prirodnim uranom ili s obogaćenim uranom prilike su sasvim drukčije.

Potrebni su, naime, posebni tehnički zahvati da najmanje jedan od neutrona proizveden raspadom jedne jezgre izazove raspad druge jezgre. Dakako, za vrijeme stavljanja u pogon nuklearnog reaktora, sve dok se ne postigne potrebna snaga, koja ovisi o broju raspada u jedinici vremena, mora se osigurati da broj neutrona, koji kao posljedica raspada jedne jezgre izazivaju raspade daljih jezgara, bude veći od 1 (sl. 9.6). Ako se sa n_2 označi broj neutrona koji će izazvati raspad jezgara u nekoj generaciji, a sa n_1 broj takvih neutrona u prethodnoj generaciji, za vrijeme stavljanja u pogon mora biti $n_2 > n_1$. Pomoću broja neutrona koji izazivaju raspad jezgara u dvije sukcesivne generacije definira se faktor multiplikacije k, koji je određen izrazom



Sl. 9.6. Shema povećanja i smanjenja broja neutrona za vrijeme stavljanja reaktora u pogon, u toku njegova rada i obustavljanja

$$k = \frac{n_2}{n_1} \tag{9.10}$$

Pri stavljanju u pogon mora biti $k > 1$. Kad je dostignut broj neutrona koji izazivaju raspade jezgara u jedinici vremena kojim se osigurava potrebna snaga, mora se održavati konstantnost broja takvih neutrona, pa je tada $n_2 = n_1$, odnosno $k = 1$ (srednji dio sl. 9.6). Kada se želi obustaviti pogon reaktora, valja stvoriti takve prilike da se iz generacije u generaciju smanjuje broj neutrona koji će izazvati raspad jezgara. Tada je $n_2 < n_1$, odnosno $k < 1$. Prema tome, o vrijednosti faktora multiplikacije ovisi tok lančanog raspada jezgara, odnosno tok lančane reakcije. Za razliku od atomske bombe, kad se traži što burnije umnožavanje neutrona, za energetsko iskorištavanje raspada jezgara treba osigurati mogućnost upravljanja faktorom multiplikacije, ali i postizanje uvjeta koji omogućuju i stavljanja u pogon i održavanje na konstantnoj razini, te njegovu obustavu.

2. Nuklearne reakcije

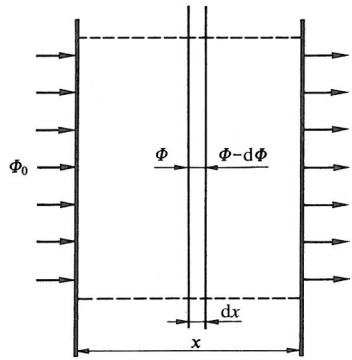
2.1. Udarni presjek

Prodor čestica kroz materiju koje nose električni naboj, kao što su protoni ili α-čestice, relativno je slab zbog djelovanja elektrostatičkih sila između takvih čestica i elektrona u atomima. Nasuprot tome neutroni, koji nemaju električnog naboja, mogu znatno lakše prodirati kroz materiju i prijeći relativno duge putove. Samo pri sudaru s atomskim jezgrama, koje imaju vrlo male dimenzije, neutroni mogu u sudaru izgubiti dio svoje kinetičke energije ili biti apsorbirani. Vanjska magnetska ili električna polja ne utječu na kretanje neutrona. Utjecaj gravitacijskog polja Zemlje, iako postoji, toliko je malen da se može zanemariti.

Omjer između promjera jezgre i promjera atoma iznosi od 10^{-8} do 10^{-12}, pa za kretanje neutrona ima vrlo mnogo slobodnog prostora. I uz to, međutim, postoji stanovita vjerojatnost da će neutron na svom putu naići na neku jezgru. Ta bi se vjerojatnost mogla odrediti kao omjer površine jezgre i slobodne površine, pa bi ona imala red veličine od 10^{-24}. Eksperimenti, međutim, pokazuju da je ta vjerojatnost višestruko veća, i to zbog djelovanja jezgara koje se nalaze na putu neutrona. Takva površina, koja stvarno djeluje na neutron, naziva se udarnim presjekom za koji je uobičajena oznaka σ.

Udarni presjek nije konstantan jer njegova vrijednost ovisi o vrsti jezgara, o energiji neutrona i o vrsti reakcije između neutrona i jezgara. Za jedan te isti neutron s jednom te istom energijom (brzinom) vrijede različite vrijednosti udarnog presjeka, ovisno o tome da li se radi o raspadu pogođene jezgre, o apsorpciji neutrona u jezgri, ali bez njezina raspada, ili samo o srazu između neutrona i pogođene jezgre. O točnosti određivanja udarnih presjeka ovisi i točnost proračuna pojava u nuklearnom reaktoru, jer o udarnim presjecima ovisi prosječan broj neutrona koji su nastali jednim raspadom jezgre, koji će biti sposobni da izazovu raspad druge jezgre.

Ako se pretpostavi da prema lijevoj graničnoj plohi (sl. 9.7) struji tok od Φ_0 neutrona po metru kvadratnom površine i u jednoj sekundi, te ako je gustoća jezgara na toj površini N jezgara po metru kvadratnom, dio neutrona pogodit će jezgre u graničnom sloju i izazvat će nuklearnu reakciju, npr. raspad jezgre. Broj



Sl. 9.7. Skica za definiciju udarnog presjeka

tako pogođenih jezgara po metru kvadratnom u sekundi iznosi C, pa se može postaviti relacija

$$C = \sigma N \Phi_0 \tag{9.11}$$

te je udarni presjek

$$\sigma = \frac{C}{N \Phi_0} \tag{9.12}$$

Dimenzija je udarnog presjeka m^2, pa je zbog toga i nazvan presjekom. Donedavna je bila u upotrebi jedinica barn = 10^{-28} m^2. Naziv barn (engl. = gumno) uveden je za vrijeme rata kao konspirativni naziv. U SI-sustavu nema posebne jedinice za udarni presjek, pa se on izražava jedinicom za površinu (m^2).

Da bi se odredio udarni presjek, može se izvesti pokus prikazan na sl. 9.7. Ako se mjeri gustoća neutrona Φ_0 prije ulaska u sloj materijala debljine x te gustoća neutrona na izlasku iz sloja, dobivaju se podaci pomoću kojih se može odrediti udarni presjek. Promatra li se m^2 površine, u sloju debljine dx nalazi se $N_v dx$ jezgara, gdje je N_v broj jezgara u m^3, a smanjenje gustoće neutrona pri prolasku kroz sloj debljine dx iznosi

$$-\mathrm{d}\Phi = \sigma N_v \Phi \, \mathrm{d}x \tag{9.13}$$

pa je

$$-\frac{\mathrm{d}\Phi}{\Phi} = \sigma N_v \, \mathrm{d}x \tag{9.14}$$

Nakon integriranja u granicama od 0 do x, a uzevši u obzir da je za $x = 0$ gustoća neutrona Φ_0, dobiva se

$$\ln \frac{\Phi_0}{\Phi} = \sigma N_v x \tag{9.15}$$

odakle se lako izračuna udarni presjek.

Valja naglasiti da udarni presjek znatno ovisi o energiji neutrona, pa uz podatak o udarnom presjeku treba uvijek navesti i energiju neutrona za koju on vrijedi.

Tako definirani udarni presjek naziva se mikroskopskim udarnim presjekom.

Osim mikroskopskoga upotrebljava se i makroskopski udarni presjek, koji je definiran kao produkt mikroskopskoga udarnog presjeka i broja jezgara N_v u m^3, pa je makroskopski udarni presjek

$$\sum = \sigma N_v \tag{9.16}$$

Makroskopski udarni presjek ima dimenziju m^{-1}.

Makroskopski udarni presjek ovisi i o makroskopskim stanjima, npr. o tlaku i temperaturi, o kojima ne ovisi mikroskopski udarni presjek. O tlaku i temperaturi plinova, naime, ovisi broj atoma u jedinici volumena.

Broj atoma u jedinici volumena može se odrediti iz relacije

$$N_v = \frac{\varrho N_a}{m} \tag{9.17}$$

gdje je N_a broj atoma u kilomolu ($6{,}025 \cdot 10^{26}$, Avogadrov broj), ϱ gustoća, a m atomska masa.

Pomoću makroskopskoga udarnog presjeka može se odrediti prosječna duljina slobodnog puta neutrona, koja je jednaka prosječnom putu što ga prijeđe neutron prije nego izazove neku od nuklearnih reakcija. Broj reakcija u jedinici vremena na putu neutrona može se naći iz omjera brzine neutrona v i prosječnoga slobodnog puta neutrona l_s, dakle iz omjera v/l_s. Za neki tok neutrona sa n neutrona po jedinici volumena, odnosno za tok neutrona nv, dobiva se da broj reakcija po jedinici volumena i u jedinici vremena iznosi nv/l_s. S druge strane, broj reakcija u jedinici volumena i u jedinici vremena može se odrediti iz produkta mikroskopskog udarnog presjeka, broja atoma u jedinici volumena i toka neutrona po jedinici presjeka i u jedinici vremena. Taj je produkt $\sigma N_v n v$. Izjednačenjem tog produkta i omjera nv/l_s dobiva se da je

$$l_s = \frac{1}{\Sigma} \tag{9.18}$$

što znači da je prosječna slobodna duljina puta neutrona jednaka recipročnoj vrijednosti makroskopskoga udarnog presjeka.

I udarni presjeci i slobodni putovi neutrona ovise o tipu nuklearnih reakcija. Za pojave u nuklearnom reaktoru važna su tri tipa reakcija: apsorpcija neutrona bez raspada jezgre, sraz neutrona s jezgrama atoma i raspad jezgre djelovanjem neutrona. Te se reakcije nazivaju nuklearnim reakcijama. Osim toga postoji niz drugih nuklearnih reakcija koje nisu neposredna posljedica djelovanja neutrona, ali koje se pojavljuju u nuklearnim reaktorima. Takva je pojava radioaktivnost koja se pojavljuje i nakon apsorpcije neutrona bez raspada jezgre, ali i nakon raspada jezgre u lakše fragmente.

2.2. Radioaktivnost

Ako vrijedi relacija

$$\Delta W = (M_X - M_Y - M_Z)\, c^2 > 0 \tag{9.18}$$

gdje je M_X masa polazne jezgre, M_Y masa preostale jezgre, a M_Z masa emitirane čestice ili drugog dijela preostale jezgre, takva se nuklearna reakcija odvija spontano, dakle bez intervencije neke vanjske čestice. Vjerojatnost je takve nuklearne reakcije u jedinici vremena konstantna i ovisna o karakteristikama polazne čestice, a potpuno je neovisna o trenutku pojave, odnosno o vremenskom trajanju polazne jezgre koja je nastala nekom prethodnom sličnom reakcijom. Ta vremenski konstantna vjerojatnost može se prikazati izrazom

$$\Delta N = -\lambda N \, \mathrm{d}t \tag{9.19}$$

gdje je ΔN broj jezgara koje su se raspale za vrijeme $\mathrm{d}t$, N broj jezgara koje se mogu raspasti, a λ konstanta raspada, odnosno konstanta nuklearne reakcije. Ako se provede integracija uz uvjet da je u trenutku $t = 0$ postojalo N_0 jezgara, dobiva se

$$N = N_0 \exp(-\lambda). \tag{9.20}$$

Kao karakteristika brzine odvijanja nuklearne reakcije, odnosno brzine raspada jezgre, najčešće se navodi vrijeme poluraspada T_p, koje označuje vrijeme potrebno da se raspadne polovica postojećih jezgara, odnosno da se polovica postojećih jezgara transformira prema promatranoj nuklearnoj reakciji. Da bi se odredilo vrijeme poluraspada, potrebno je postaviti da je $N = \frac{1}{2} N_0$, pa će izraz (9.20) prijeći u oblik

$$\frac{1}{2} = \exp(-\lambda T_p) \tag{9.21a}$$

te se nakon logaritmiranja dobiva

$$T_p = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0{,}693}{\lambda} \tag{9.21b}$$

Tako definirano vrijeme poluraspada vrijedi za bilo koje početno stanje jezgara, pa će nakon vremena $2T_p$ ostati još 1/4 neraspadnutih jezgara, poslije $3T_p$ još 1/8, a nakon kT_p još $1/2^k$ neraspadnutih jezgara.

Radioaktivni elementi, bez obzira kako su nastali, emitiraju čestice α, β ili γ.

α-čestica zapravo je jezgra helija, koja ima po dva neutrona i dva protona (oznaka ${}^4_2\mathrm{He}$).

Emisija β-čestice odgovara emisiji elektrona (β^-) ili emisiji pozitrona (β^+). Emisijom elektrona (${}^0_{-1}\mathrm{e}$) jedan od protona postaje neutron, ali se ukupan broj nukleona ne mijenja. Emisijom pozitrona (oznaka ${}^0_1\mathrm{e}$) oslobađa se čestica jednake

mase kao elektron, ali s pozitivnim nabojem. Pritom se povećava broj protona, ali broj nukleona ostaje nepromijenjen.

Emisija γ-čestice nije ništa drugo nego emisija fotona, kojom se jezgra oslobađa viška energije. Pritom se ne mijenja ni broj protona ni broj neutrona.

Raspadom fisijskih jezgara u nuklearnim reaktorima, apsorpcijom neutrona i drugim procesima nastaju umjetni radioaktivni elementi, ali u prirodi postoje elementi koji su radioaktivni, pa oni spontano emitiraju čestice α, β ili γ. Ta se pojava naziva prirodnom radioaktivnošću.

Kad bi vrlo teška jezgra imala specifičnu energiju vezanja manju od 7,07 MeV, tj. manju od energije vezanja helija, postojao bi za takve jezgre energetski dobitak kad bi se raspala u α-čestice. To bi se dogodilo kad bi broj nukleona u jezgri bio jednak ili veći od 300. Takvih elemenata u prirodi nema. Međutim emisijom α-čestice iz jezgre s manje nukleona može se ostvariti dobitak energije ako vrijedi nejednadžba

$$B(Z,A) < B(Z-2,A-4) + B(2,4) \tag{9.22}$$

gdje je B energija vezanja. To je ispunjeno za sve jezgre s atomskim brojem većim od 82, pa su one α-radioaktivne. Nakon α-raspada mogu nastati dalji raspadi (emisija elektrona ili ponovni α-raspad). I to će se nastaviti sve dok se ne dođe od početne jezgre do olova koje ima atomski broj 82 i koje se dalje ne raspada. U prirodi postoje tri takva radioaktivna niza: torijev, uran-radijev i uran-aktinijev niz s početnim jezgrama Th-232, U-238 i U-235. Postoji i četvrti niz (neptunijev niz), koji počinje s jezgrama Np-237. Taj niz nema značenja, jer je vrijeme poluraspada neptunija kratko (tabl. 9.3) s obzirom na starost Zemlje, odnosno s

Tabl. 9.3. Prirodni radioaktivni nizovi

	Početna jezgra	Vrijeme poluraspada godina	Konačna jezgra
Torijev niz	Th – 232	$1{,}4 \cdot 10^{10}$	Pb – 208
Uran–aktinijev niz	U – 235	$7{,}2 \cdot 10^{8}$	Pb – 207
Neptunijev niz	Np – 237	$2{,}2 \cdot 10^{6}$	Bi – 209
Uran–radijev niz	U – 238	$4{,}5 \cdot 10^{9}$	Pb – 206

obzirom na vrijeme postanka elemenata. Mali udio U-235 u prirodnom uranu uz veliki udio U-238 tumači se kraćim vremenom poluraspada U-235 u odnosu na vrijeme poluraspada U-238 (tabl. 9.3). Smatra se naime da su količine obaju izotopa u trenutku nastanka bile podjednake.

Postoji još samo nekoliko prirodnih radioaktivnih jezgara izvan nizova navedenih u tabl. 9.3. Najvažniji je izotop kalija K-40, s vremenom poluraspada od $1{,}3 \cdot 10^{9}$ godina, jer pridonosi prirodnom zračenju u okolišu i zračenju u ljudskom tijelu. Ostali imaju duža vremena poluraspada i zbog toga i manje značenje (tabl. 9.4).

Tabl. 9.4. Prirodni radioaktivni izotopi izvan radioaktivnih nizova u tabl. 9.3.

	Vrijeme poluraspada godina	Emitirane čestice
Kalij – 40	$1{,}3 \cdot 10^{9}$	β^-
Vanadij – 50	$5 \cdot 10^{15}$	β^-
Rubidij – 87	$5 \cdot 10^{10}$	β^-
Indij – 115	$6 \cdot 10^{14}$	β^-
Lantan – 138	$1 \cdot 10^{11}$	β^-
Neodimij – 144	$3 \cdot 10^{15}$	α
Samarij – 147	$1{,}3 \cdot 10^{11}$	α
Lutecij – 176	$4{,}5 \cdot 10^{10}$	β^-
Renij – 187	$4 \cdot 10^{12}$	β^-

2.3. Apsorpcija

Kad neka jezgra prihvati neutron, nastaje međujezgra, koja preuzima kinetičku energiju neutrona i energiju spajanja. Trajanje takve međujezgre vrlo je kratko, reda veličine 10^{-14} s. Međujezgra najčešće izbacuje γ-čestice, a zatim kao nestabilna jezgra čestice α, β ili γ.

Ponekad jezgra B, koja je nastala nakon emisije neke čestice iz jezgre A, i sama emitira čestice, što znači da se ona, nastala iz jezgre A, također raspada. Broj jezgara B nastao u jedinici vremena iznosit će $\lambda_a N_a$, ali će se jezgra B raspadati brzinom $\lambda_b N_b$, tako da je čisti prirast jezgara B u jedinici vremena određen relacijom

$$\frac{\mathrm{d}N_b}{\mathrm{d}t} = \lambda_a N_a - \lambda_b N_b \tag{9.23}$$

Za broj jezgara A vrijedi relacija (9.20), koja se može napisati u obliku

$$N_a = N_{a0} \exp(-\lambda_a t) \tag{9.24}$$

Uvrsti li se u (9.23) za N_a vrijednost iz (9.24), nakon integriranja uz uvjet da za $t = 0$ vrijedi $N_b = N_{b0}$, dobiva se

$$N_b = \frac{\lambda_a N_{a0}}{\lambda_b - \lambda_a} [\exp(-\lambda_a t) - \exp(-\lambda_b t)] + N_{b0} \exp(-\lambda_b t) \tag{9.25}$$

Ako je vrijeme poluraspada znatno veće za jezgre A nego za jezgre B ($T_a \gg T_b$), tj. ako je $\lambda_a \ll \lambda_b$, za vrijeme od $t = 0$ do $t = T$ broj jezgara A neće se mnogo smanjiti. Za to vrijeme može se postaviti da je

$$\exp(-\lambda_a t) \approx 1 \tag{9.26}$$

Uz uvjet da za $t = 0$ nije bilo jezgara B, dakle da je $N_{b0} = 0$, izraz (6.16) prelazi u

$$N_b \approx \frac{\lambda_a}{\lambda_b} N_{a0} [1 - \exp(-\lambda_b t)] \tag{9.27}$$

Poslije vremena od nekoliko T_p (9.21b) bit će

$$\exp(-\lambda_b t) \ll 1 \tag{9.28}$$

pa broj jezgara B postiže asimptotsku vrijednost

$$N_b \approx \frac{\lambda_a}{\lambda_b} N_{a0} \tag{9.29}$$

koja se dobiva uvrsti li se u (9.27) vrijednost iz (9.28). Pritom se zbog male vrijednosti λ_a može postaviti da je $N_a = N_{a0}$. Promjena N_a i N_b prikazana je na sl. 6.8a.

Kad je $\lambda_a < \lambda_b$, ali istog reda veličine, poslije dovoljno dugo vremena bit će

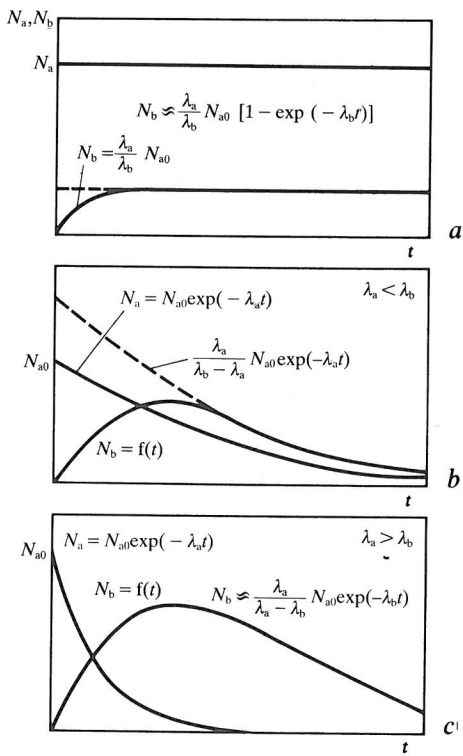
$$\exp(-\lambda_a t) \gg \exp(-\lambda_b t) \tag{9.30}$$

pa se iz (9.25) dobiva

$$N_b \approx \frac{\lambda_a}{\lambda_b - \lambda_a} N_{a0} \exp(-\lambda_a t) \tag{9.31}$$

što znači da je konstanta raspada jezgara B jednaka onoj koja vrijedi za jezgre A. Podjelom jednadžbe (9.24) sa (9.31) izlazi

$$\frac{N_a}{N_b} = \frac{\lambda_b - \lambda_a}{\lambda_a} = \text{konst.} \tag{9.32}$$



Sl. 9.8. Broj jezgara B koje nastaju raspadanjem jezgara A za različite međusobne odnose vrijednosti λ

To pokazuje da omjer jezgara A i B postaje nakon duljeg vremena konstantan (sl. 6.8b).

Kad je $\lambda_a > \lambda_b$, nakon dovoljno dugog vremena postat će

$$\exp(-\lambda_a t) \ll \exp(-\lambda_b t) \tag{9.32}$$

pa se prema (6.25) dobiva da je

$$N_b \approx \frac{\lambda_a}{\lambda_a - \lambda_b} N_{a0} e^{-\lambda_b t} \tag{9.33}$$

što znači da će se jezgre B raspadati prema vlastitoj konstanti raspada (sl. 6.8c).

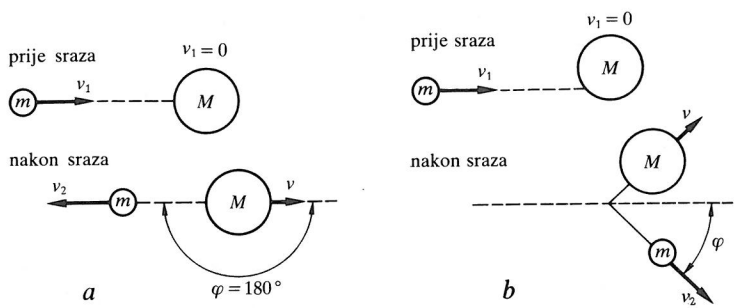
Iz izraza (9.25) moguće je izračunati broj jezgara N_b za bilo koji početni broj jezgara i bilo koje konstante raspada.

2.4. Elastični sraz

Na putu kroz materiju neutroni se usporavaju zbog sudara s jezgrama na koje naiđu. Ti se sudari, kako je spomenuto, mogu smatrati elastičnim srazovima. U procesu elastičnog sraza neutron gubi dio svoje kinetičke energije predajući je jezgri s kojom se sudario.

Ako se sa m označi masa neutrona, sa M masa pogođene jezgre, sa v_1 i v_2 brzina neutrona prije sudara i nakon njega, a sa V brzina jezgre poslije sudara (sl. 9.9a), iz stavka o održanju impulsa izlazi

$$m v_1 = m v_2 + M V \tag{9.34}$$



Sl. 9.9. Centralni (a) i ekscentrični (b) sraz neutrona mase m i jezgre mase M

uz pretpostavku da je jezgra prije sraza mirovala ($V_1 = 0$). Uz istu pretpostavku iz principa o održanju energije dobiva se

$$\frac{m v^2}{2} = \frac{m v_2^2}{2} + \frac{M V^2}{2} \tag{9.35}$$

Relacija (9.34) može se napisati u obliku

$$m(v_1 - v_2) = M V \tag{9.36}$$

a izraz (9.35)

$$m(v_1 - v_2)(v_1 + v_2) = M V^2 \tag{9.37}$$

Ako se podijeli (9.37) sa (9.36), bit će

$$v_1 + v_2 = V \tag{9.38}$$

pa se nakon uvrštenja u (9.37) dolazi do omjera brzina

$$\frac{v_2}{v_1} = -\frac{M - m}{M + m} \tag{9.39}$$

Pomoću (9.39) može se odrediti omjer kinetičkih energija neutrona prije sraza i nakon njega, pa je

$$\alpha = \frac{\frac{m v_2^2}{2}}{\frac{m v_1^2}{2}} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^2 = \left(\frac{M - m}{M + m}\right)^2 = \frac{W_2}{W_1} \tag{9.40}$$

Pritom je W_1 energija neutrona prije sraza, a W_2 poslije njega.

Veličina α znači, dakle, smanjenje energije neutrona pri centralnom srazu jer relacije (9.34) i (9.35) vrijede za takav sraz (sl. 9.9a). Treba napomenuti da se račun provodi pomoću masenih brojeva, pa je dovoljno točno računa li se da neutron ima maseni broj $m = 1$, a umjesto M valja uvrstiti maseni broj atoma.

Ako se dakle promatra sraz neutrona i ugljika ($M = 12$), gubitak energije neutrona iznosit će $\alpha = (11/13)^2 = 0{,}716$, što znači da će on nakon sraza imati samo 71,6 % prijašnje energije. Pri srazu s još lakšim atomom, npr. deuterijem, kojemu je maseni broj 2, energija neutrona nakon sraza iznosit će $\alpha = (1/3)^2 = 0{,}11$ (još će se više smanjiti).

Sve to vrijedi za centralni sraz. On se međutim može dogoditi pod bilo kojim kutom, pa odbojni kut neutrona, s obzirom na smjer prije sraza, može postići vrijednost $\varphi = 0°$, ako neutron prođe neposredno pored jezgre, pa sve do vrijednosti $\varphi = 180°$ za centralni sraz (sl. 9.9a). Kad je $\varphi = 0°$, bit će $W_2 = W_1$, što znači da će energija neutrona nakon sraza imati najveću moguću vrijednost.

Eksperimenti su pokazali da je svaki kut rasipanja neutrona jednako vjerojatan. Uobičajeno je pri razmatranju usporavanja neutrona računati sa srednjim logaritamskim smanjenjem energije neutrona po jednom srazu. To smanjenje definirano je izrazom

$$\xi = \ln \frac{W_1}{W_2} \tag{9.41}$$

gdje je W_1 energija neutrona prije sraza, a W_2 nakon njega. Veličina ξ može se definirati i relacijom

$$\xi = \frac{\int_{W_1}^{\alpha W_1} \ln \frac{W_1}{W_2} p(W_2)\, \mathrm{d}W_2}{\int_{W_1}^{\alpha W_1} p(W_2)\, \mathrm{d}W_2} \tag{9.42}$$

Tu je $p(W_2)$ vjerojatnost pojave neutrona energije W_2 nakon sraza. Budući da su moguće sve pojave energije neutrona nakon sraza, od maksimalne $W_2 = W_1$ do minimalne $W_2 = \alpha W_1$, vrijednost nazivnika je jednaka 1. Za $p(W_2)\,\mathrm{d}W_2$ u brojniku, iz analize vjerojatnosti pojava, dobiva se

$$p(W_2)\,\mathrm{d}W_2 = -\frac{\mathrm{d}W_2}{W_1(1-\alpha)} \tag{9.43}$$

gdje je α omjer određen izrazom (9.40), pa je

$$\xi = -\int_{W_1}^{\alpha W_1} \ln \frac{W_1}{W_2} \frac{\mathrm{d}W_2}{W_1(1-\alpha)} \tag{9.44}$$

Postavljanjem da je

$$x = \frac{W_2}{W_1} \tag{9.45}$$

dobiva se

$$\xi = \frac{1}{1-\alpha} \int_1^{\alpha} \ln x\, \mathrm{d}x = 1 + \frac{\alpha}{1-\alpha} \ln \alpha \tag{9.46}$$

pa nakon uvrštavanja vrijednosti za α (9.40) i uzevši da je $m = 1$, izlazi

$$\xi = 1 + \frac{(M-1)^2}{2M} \ln \frac{M-1}{M+1} \tag{9.47}$$

Za vrijednost $M \geqq 10$ izraz (9.47) može se aproksimirati relacijom

$$\xi = \frac{2}{M + \frac{2}{3}} \tag{9.48}$$

Već za $M = 2$ pogreška pri računanju s približnom formulom (9.48) bit će samo 3,3%.

Za ugljik ($M = 12$) iz (9.48) dobiva se $\xi = 0{,}158$, a to odgovara omjeru $W_2/W_1 = 0{,}854$. Dakle nakon svakog sraza neutron izgubi u prosjeku 14,6% svoje kinetičke energije. Za centralni sraz, međutim, neutron – prema relaciji (9.40) – gubi 28,4% svoje kinetičke energije.

Ako energija neutrona prije sraza iznosi W_0 i želi li se da poslije niza srazova energija neutrona bude W, potrebno je S srazova. Njihov se broj može odrediti iz relacije

$$S = \frac{\ln \frac{W_0}{W}}{\xi} \tag{9.49}$$

U tabl. 9.5. nalaze se podaci za srednje logaritamsko smanjenje energije neutrona ξ i za potreban broj srazova radi smanjenja energije neutrona od 2,0 MeV na 0,025 eV za nekoliko karakterističnih atoma. Valja napomenuti da se to smanjenje energije neutrona javlja u reaktorima.

Tabl. 9.5. Smanjenje energije neutrona sudarom s jezgrama

	Maseni broj	Vrijednost logaritam. usporenja ξ	Potreban broj sudara[1] S
Vodik	1	1,000	18
Deuterij	2	0,725	25
Helij	4	0,429	42
Berilij	9	0,207	88
Ugljik	12	0,158	115
Kisik	16	0,120	152
Uran – 238	238	0,00838	2172

[1] Za smanjenje energije neutrona od 2 MeV do 0,025 eV

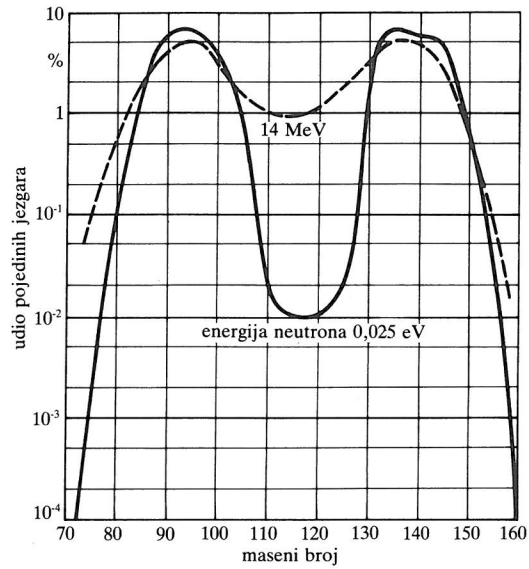
Ako je to smjesa atoma, kao što su kemijski spojevi, srednje logaritamsko smanjenje energije dobiva se iz relacije

$$\xi = \frac{\xi_1\Sigma_1 + \xi_2\Sigma_2 + \ldots + \xi_n\Sigma_n}{\Sigma_1 + \Sigma_2 + \Sigma_n} \tag{9.50}$$

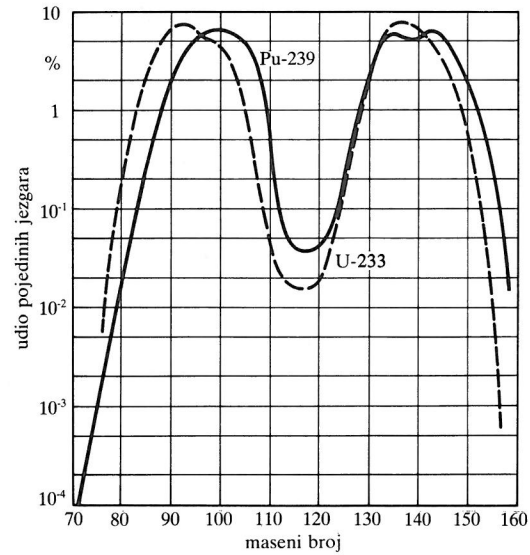
Tu su ξ_1, ξ_2, ..., ξ_n srednja logaritamska smanjenja energije za sraz neutrona s pojedinim vrstama atoma, a Σ_1, Σ_2, ..., Σ_n su makroskopski udarni presjeci sraza neutrona s jezgrama pojedinih vrsta atoma.

2.5. Raspad jezgara

Kao što je već spomenuto u 1.2. ovog poglavlja lančana reakcija raspada može se ostvariti samo jezgrama U-235, U-233 i Pu-239. Prilikom raspada jezgra se dijeli u dva dijela. Ta podjela, međutim, može se izvršiti na više načina. Raspadnute se jezgre nuklearnih goriva nazivaju produktima raspada. Među njih se ubrajaju jezgre gotovo svih masenih brojeva između 72 i 166. Raspodjela mase jezgara u produktima raspada ovisi o vrsti raspadnute jezgre i o energiji neutrona koji izazivaju raspad. Na sl. 9.10. prikazana je raspodjela jezgara produkata raspada U-235 kad raspad izazivaju brzi neutroni (14 MeV) i spori neutroni (0,024 eV), a na sl. 9.11. je raspodjela jezgara produkata raspada U-233 i Pu-239 kad raspad izazivaju spori neutroni. Kao što se iz dijagrama vidi, simetrični raspad na dvije jednake jezgre (maseni broj 120) vrlo je malo vjerojatan, a najvjerojatniji je raspad na jezgre s masenim brojevima oko 100 i oko 140. Udio pojedinih jezgara naveden je u postocima, ali treba istaknuti da je zbroj svih udjela jednak 200% jer pri svakom raspadu nastaju dvije nove jezgre. Tabl. 9.6. donosi udjele nekih produkata raspada U-235.



Sl. 9.10. Raspodjela jezgara produkata raspada jezgara U-235



Sl. 9.11. Raspodjela jezgara produkata raspada jezgara U-233 i Pu-239 djelovanjem sporih neutrona

Produkti raspada jezgre nisu stabilni jer oni imaju više neutrona nego što odgovara stabilnoj jezgri, pa će gotovo redovito biti β-radioaktivni. Višak neutrona je tolik da se jezgra neće stabilizirati jednim β-raspadom, nego tek nakon više njih.

Produkti raspada, dakle, dalje se raspadaju, pa se nuklearna energija i dalje transformira u toplinu. To se događa i nakon prestanka lančane reakcije, što ovisi o karakteristikama produkata raspada (vrijeme poluraspada). Opadanje zračenja koje je posljedica naknadnog raspada tih produkata proporcionalno je vremenu

Tabl. 9.6. Udio nekih produkata raspada U-235

	Vrijeme poluraspada	Udio jezgara %
Kripton (Kr-85)	10,6 godina	0,29
Brom (Br-87)	54,5 s	3,1
Stroncij (Sr-90)	26 godina	5,77
Kripton (Kr-93)	2,0 s	0,487
Tehnicij (Tc-99)	$2{,}1 \cdot 10^5$ godina	6,06
Rutenij (Ru-106)	1,01 godina	0,38
Antimon (Sb-125)	2,0 godina	2,1
Telurij (Te-125)	2 min	5,6
Cezij (Cs-137)	29 godina	6,15
Jod (J-135)	6,7 sati	6,1
Ksenon (X-135)	9,2 sata	0,3
Cezij (Cs-135)	$2{,}6 \cdot 10^6$ godina	6,41
Cer (Ce-144)	285 dana	6,0
Prometij (Pm-147)	2,65 godina	2,7
Neodim (Nd-149)	1,8 sati	1,3
Samarij (Sm-151)	90 godina	0,45
Europij (Eu-155)	1,9 godina	0,033

na potenciju $-0{,}2$. Ako je lančanom reakcijom postignuta snaga P (W), što odgovara $3{,}1 \cdot 10^{10} P$ raspada jezgara nuklearnog goriva u sekundi i ako je takva lančana reakcija trajala T_p dana, snaga zračenja produkata raspada u momentu T (računajući od početka lančane reakcije) iznosi

$$P_z = 6{,}4 \cdot 10^{-3} P [(T - T_p)^{-0,2} - T^{-0,2}] \text{ W} \tag{9.51}$$

Ako je npr. snaga lančane reakcije koja je trajala $T_p = 60$ dana iznosila 100 MW, snaga zračenja jedan dan nakon obustave lančane reakcije ($T = 61$ dan) iznosi

$$P_z = 6{,}4 \cdot 10^{-3} \cdot 100 \cdot 10^6 [(61 - 60)^{-0,2} - 61^{-0,2}] =$$
$$= 0{,}359 \cdot 10^6 \text{ W} = 0{,}359 \text{ MW}$$

Snaga zračenja 100 dana poslije obustavljanja ($T = 160$ dana) bit će 0,023 MW. Pritom treba napomenuti da se utjecaj dviju ili više lančanih reakcija superponiraju. Ako je naime lančana reakcija održavana dva puta, potrebno je prema (9.51) snagu zračenja odrediti za svaku reakciju posebno, a zatim dobiveno zbrojiti.

Većina neutrona (1.4. u ovom poglavlju) pojavljuje se trenutno nakon raspada jezgre nuklearnog goriva. Manji ih broj, međutim, nastaje nuklearnim raspadanjem produkata raspada sa stanovitim zakašnjenjem. Jedan je primjer za to naknadni raspad broma (Br-87), koji kao produkt raspada (tabl. 9.6) nakon emisije jednog neutrona prelazi u kripton (Kr-86). Vrijeme poluraspada broma iznosi 54,5 s. Obično se produkti raspada koji emitiraju takve zakašnjele neutrone grupiraju u šest skupina. U tabl. 9.7. podaci su o šest grupa produkata U-235 koji emitiraju neutrone. Oni su grupirani po vremenima poluraspada T_p (9.21b). Tabl. 9.7. donosi udio pojedine grupe zakašnjelih neutrona s obzirom na ukupan broj nastalih neutrona pri raspadu jezgre. Ukupan je udio zakašnjelih neutrona 0,65 % ukupnog broja neutrona. Srednje vrijeme kašnjenja (τ) određeno je kao recipročna vrijednost konstante raspada λ (9.21b), pa je prema

Tabl. 9.7. Karakteristike produkata raspada U-235, koji emitiraju zakašnjele neutrone, udio tih neutrona i njihovo srednje kašnjenje

Grupa produkata raspada	Vrijeme poluraspada T, s	Udio u ukupnom broju neutrona β, %	Srednje kašnjenje τ, s	Konstanta raspada λ, s^{-1}
1	55,72	0,0215	80,29	0,0124
2	22,72	0,1424	32,74	0,0305
3	6,22	0,1274	8,96	0,111
4	2,30	0,2568	3,31	0,301
5	0,61	0,0748	0,88	1,14
6	0,23	0,0273	0,33	3,01

$$\tau = \frac{1}{\lambda} = \frac{T}{0{,}693} \tag{9.52}$$

Vrijednost τ odnosi se na svaku grupu neutrona, a srednje se vrijeme kašnjenja za sve zakašnjele neutrone može izračunati iz relacije

$$\tau_{\text{s}} = \frac{\Sigma \beta_i \tau_i}{\Sigma \beta_i} \tag{9.53}$$

gdje se indeks i odnosi na grupu neutrona. To srednje vrijeme kašnjenja svih zakašnjelih neutrona za U-235 iznosi 13,0 s.

Ostala nuklearna goriva imaju različiti sustav produkata raspada, pa je različit i sastav jezgara koje emitiraju zakašnjele neutrone. Srednje kašnjenje tih neutrona za Pu-239 iznosi 15,4 s, a za U-233 iznosi 18,4 s.

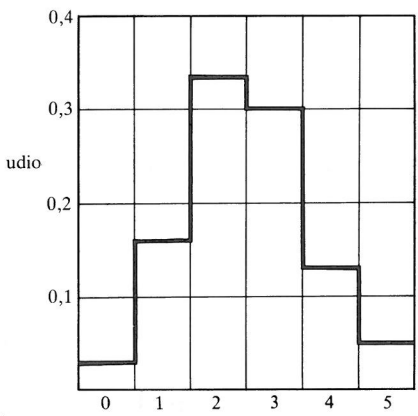
Broj neutrona po raspadu jezgre nuklearnog goriva može biti od 0 do 5. Na sl. 9.12. prikazan je udio jezgara iz kojih se dobiva određeni broj neutrona raspadom U-235.

U tabl. 9.8. podaci su o ukupnim zakašnjelim neutronima za raspad pojedinih jezgara, i to posebno za raspad izazvan sporim, a posebno brzim neutronima.

Kao što će se vidjeti, pojava zakašnjelih neutrona omogućuje regulaciju lančane reakcije.

Tabl. 9.8. Udio zakašnjelih neutrona (β) : srednje vrijeme kašnjenja (τ_s) neutrona

	Spori neutroni		Brzi neutroni	
	β, %	τ_s, s	β, %	τ_s, s
U-235	0,65	13,0	0,64	13,0
U-238	–	–	1,48	7,0
Pu-239	0,25	15,4	0,20	16,0
Th-232	–	–	2,03	10,2
U-233	0,26	18,4	0,26	18,4



Sl. 9.12. Raspodjela broja neutrona po raspadnutoj jezgri

2.6. Karakteristični udarni presjeci

Da bi se mogle shvatiti pojave pri lančanoj reakciji, treba znati vrijednosti udarnih presjeka za materijale s kojima neutroni dolaze u dodir.

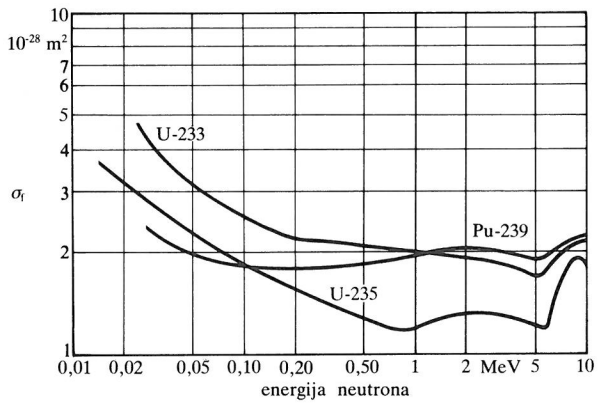
Kao što je već spomenuto, razlikuje se udarni presjek apsorpcije neutrona (σ_a) koja ne izaziva raspad jezgre, ali može izazvati zračenje, zatim udarni presjek sraza (σ_s) i udarni presjek raspada (σ_f). Pomoću σ_a, σ_s i σ_f definira se totalni udarni presjek nuklearne reakcije

$$\sigma_t = \sigma_a + \sigma_s + \sigma_f \tag{9.54}$$

što odgovara vjerojatnosti pogotka jezgre neutronom.

Kad je udarni presjek veći, veća je i vjerojatnost da dođe do nuklearne reakcije za koju taj udarni presjek vrijedi. Pritom treba uzeti u obzir da udarni presjek ovisi o energiji neutrona, a dakako, i o vrsti jezgara.

Da bi se lančana reakcija održala od osnovne je važnosti udarni presjek raspada (σ_f). Na sl. 9.13. prikazani su udarni presjeci raspada nuklearnih goriva za brze



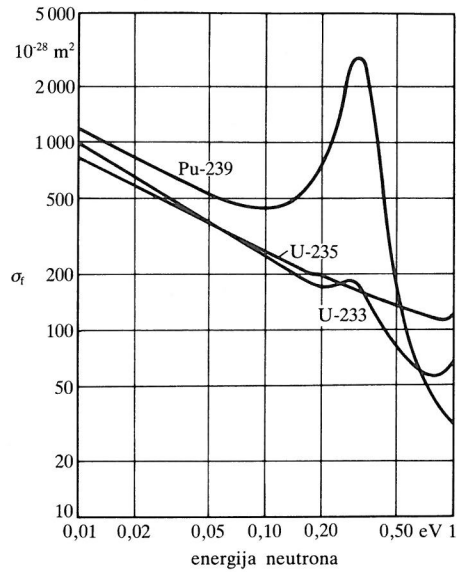
Sl. 9.13. Udarni presjeci raspada jezgara nuklearnih goriva u području visokih energija neutrona od 0,01 do 10 MeV

neutrone od 0,01 do 10 MeV, a na sl. 9.14. mogu se naći vrijednosti udarnih presjeka raspada nuklearnih goriva za spore neutrone s energijama od 0,01 do 1 eV. Udarni su presjeci raspada nuklearnih goriva za neutrone velikih energija relativno maleni, s tim da rastu sa smanjenjem energije neutrona. Dok su udarni presjeci raspada za vrlo brze neutrone reda veličine od $2 \cdot 10^{-28}$ m², za spore neutrone iznose i do nekoliko stotina 10^{-28} m². Prema tome, znatno je veća vjerojatnost raspada nuklearnog goriva ako je jezgra pogođena sporim neutronom.

U području sporih neutrona udarni presjek raspada raste sa smanjenjem energije neutrona. Međusobna veza udarnog presjeka raspada i energije neutrona u tom području može se prikazati izrazom

$$\sigma_f = \frac{k_1}{\sqrt{W_n}} = \frac{k_2}{v_n} \tag{9.55}$$

Tu su k_1 i k_2 konstante, a W_n i v_n su energija i brzina neutrona.



Sl. 9.14. Udarni presjeci raspada jezgara nuklearnih goriva u području niskih energija neutrona od 0,01 do 1 eV

Budući da udarni presjek raspada postaje to veći što je manja energija, a zbog toga i brzina neutrona, za održanje lančane reakcije povoljno je da se do krajnjih mogućnosti smanji energija neutrona, odnosno njihova brzina. U tome se, međutim, može ići samo do određene donje granice. Smanjenje energije neutrona, odnosno njihove brzine, postiže se srazovima neutrona s jezgrama atoma na koje neutron nailazi. Atomi se također kreću, a njihova brzina ovisi o temperaturi. U nekom plinu, npr., vjerojatna termička brzina translacijskog gibanja iznosi

$$v_0 = \sqrt{\frac{2\,k\,T}{m}} \tag{9.56}$$

Pritom je k Boltzmannova konstanta ($1{,}38 \cdot 10^{-23}$ J/K), T temperatura u K, a m masa atoma u kg. Ako neutroni postignu istu brzinu kao atomi, više neće biti moguće da predaju dio svoje energije okolnim atomima, pa neće moći postignuti manju brzinu od brzine v_0 (9.56). Budući da vodikov atom ima gotovo jednaku masu kao i neutron, može se iz (9.56) odrediti minimalna brzina neutrona ako se za m uvrsti masa neutrona ($1{,}675 \cdot 10^{-27}$ kg), pa se za $T = 298$ K (25 °C) dobiva

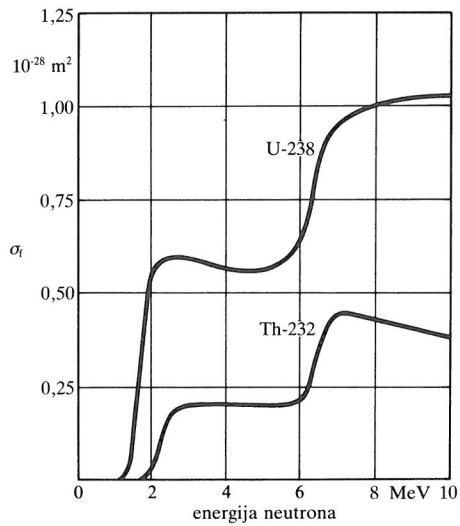
$$v_0 = \sqrt{\frac{2 \cdot 1{,}38 \cdot 10^{-23} \cdot 298}{1{,}675 \cdot 10^{-27}}} \approx 2\,200 \text{ m/s}$$

Toj brzini neutrona odgovara energija

$$W = \frac{m v_0^2}{2} \approx 400 \cdot 10^{-23} \text{ J}$$

odnosno 0,025 eV. Takvi se neutroni nazivaju termičkim neutronima.

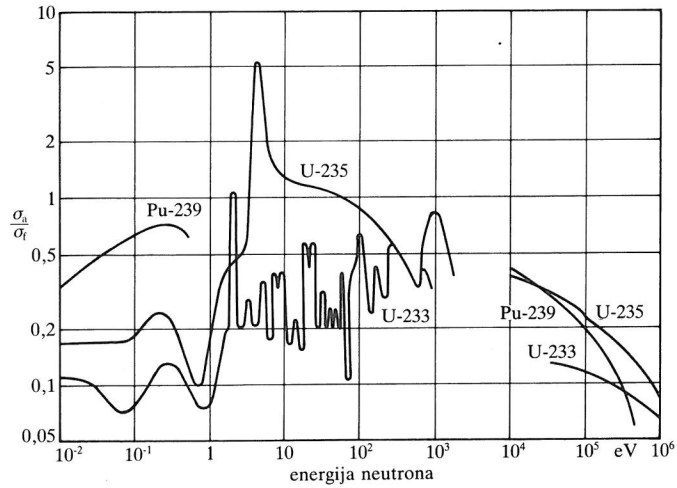
Ako neutron velike brzine pogodi jezgru U-238 ili Th-232, mogu se pogođene jezgre raspasti. Vjerojatnost raspada nije velika jer su udarni presjeci relativno maleni (sl. 9.15). Ako su jezgre U-238 ili Th-232 pogođene neutronima manjih brzina, nema raspada. To vrijedi za energije $<1{,}1$ MeV za U-238, i $<1{,}8$ MeV za Th-232.



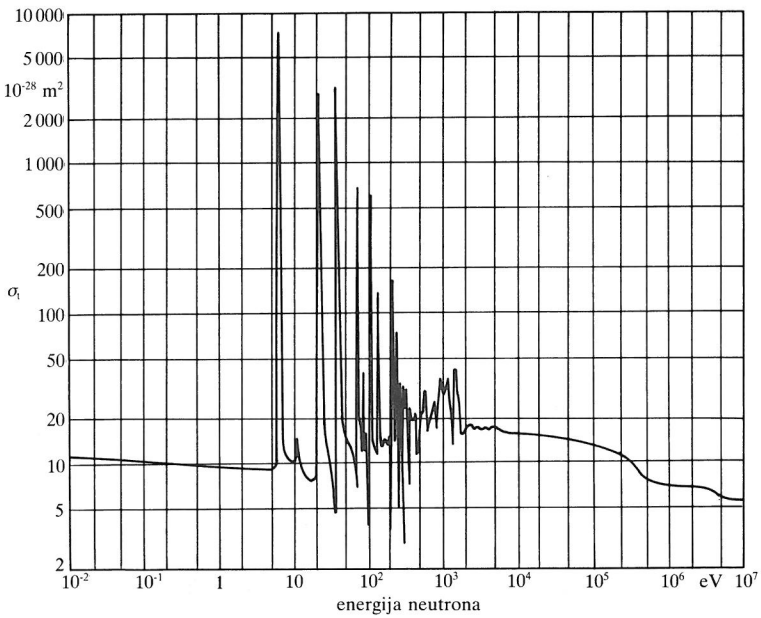
Sl. 9.15. Udarni presjeci raspada jezgara U-238 i Th-232

Dio neutrona koji pogodi jezgru nuklearnog goriva bit će apsorbiran, a da pritom ne nastane raspad jezgre, već samo radioaktivno zračenje. Vjerojatnost apsorpcije bez raspada proporcionalna je udarnom presjeku apsorpcije (σ_a). Što je omjer σ_a i σ_f veći, to će jezgre nuklearnog goriva apsorbirati više neutrona, pa će i raspad biti manje vjerojatan. Na sl. 9.16. prikazan je omjer σ_a i σ_f za nuklearna goriva. Dakle samo u relativno uskom području energijâ neutrona veća je vjerojatnost da neutron bude apsorbiran bez raspada jezgre.

Nasuprot tome, totalni udarni presjek U-238 može postati vrlo velik, pogotovo u tzv. rezonantnim područjima energijâ neutrona. Na sl. 9.17. vidi se ovisnost totalnog presjeka σ_t (9.55) U-238 o energiji neutrona. Za energije manje od 1,1 MeV ($1{,}1 \cdot 10^6$ eV) to je ujedno i zbroj udarnih presjeka σ_a i σ_s jer je u tom području $\sigma_f = 0$ (sl. 9.15). Prema tome, apsorpcija neutrona malih energija (npr. 6 eV) postaje vrlo vjerojatna jer za takve neutrone totalni udarni presjek iznosi oko $8\,000 \cdot 10^{-28}$ m^2. Treba napomenuti da udarni presjek sraza U-238 ne postiže visoke vrijednosti.



Sl. 9.16. Omjer udarnog presjeka apsorpcije (σ_a) i raspada (σ_f) za nuklearna goriva



Sl. 9.17. Totalni udarni presjek apsorpcije U-238

U tabl. 9.9. udarni su presjeci nuklearnih goriva za termičke neutrone s energijom od 0,0253 eV. Osim za homogena nuklearna goriva u tabl. 9.9. nalaze se podaci za prirodni uran, koji se sastoji od 99,28% U-238 i 0,72% U-235. Za smjesu atoma udarni presjek izračunava se iz relacije

$$\sigma = \sum_n \gamma_n \sigma_n \tag{9.57}$$

Tu je σ_n udarni presjek za n-tu vrstu atoma, a γ_n udio n-tog tipa atoma u smjesi.

Tabl. 9.9. Udarni presjeci nuklearnih goriva za termičke neutrone (0,0253 eV)

	Udarni presjek raspada jezgre σ_f 10^{-28} m^2	Udarni presjek apsorpcije σ_a 10^{-28} m^2	Ukupni udarni presjek apsorpcije $\sigma_f + \sigma_a$ 10^{-28} m^2	Udarni presjek sraza σ_s 10^{-28} m^2
U-235	579,5	100,5	680,0	15,2
U-238	–	2,7	2,7	8,4
Pu-239	742,4	265,7	1008,1	12,1
Th-232	–	7,6	7,6	12,5
U-233	527,7	48,6	576,3	12,4
Prirodni uran	4,17	3,40	7,57	8,4

Za prirodni uran vrijedi izraz

$$\sigma = 0{,}9928\ \sigma_{238} + 0{,}0072\ \sigma_{235} \tag{9.58}$$

Udarni presjek raspada σ_f nuklearnih goriva, kako je pokazano, vrlo je velik za termičke neutrone, pa je lančanu reakciju lakše održati koristeći se takvim neutronima. Da bi se to postiglo, valja usporiti neutrone od brzina koje imaju na izlazu iz raspadnute jezgre do vrlo malih brzina radi osiguranja prodora u drugu jezgru nuklearnog goriva. U tu svrhu treba upotrijebiti materijale sposobne da dovoljno brzo uspore neutrone, ali kojima je mali udarni presjek apsorpcije σ_a, kako bi se održala lančana reakcija. Kao što je pokazano u 2.4. ovog poglavlja, za brzo usporavanje pogodniji su atomi s malim masenim brojevima jer imaju velike vrijednosti srednjega logaritamskog smanjenja energije (ξ, tabl. 9.5), pa je potreban manji broj srazova (S) do usporenja neutrona na brzinu koju imaju termički neutroni. Da bi usporavanje bilo efikasnije, atomi pomoću kojih se provodi usporavanje moraju usto imati i što veći udarni presjek sraza (σ_s) jer će tada biti i veća vjerojatnost sraza neutrona i takvog atoma. Zbog toga se sposobnost atoma i molekula da uspore neutrone može karakterizirati produktom vrijednosti ξ (9.47) i makroskopskoga udarnog presjeka sraza Σ_s, koji je s obzirom na udarni presjek određen relacijom (9.16). Taj produkt naziva se moć usporavanja. Ako se još uzme i udarni presjek apsorpcije σ_a, odnosno makroskopski udarni presjek apsorpcije Σ_a, može se omjer usporavanja definirati relacijom

$$V_M = \xi \frac{\Sigma_s}{\Sigma_a} = \xi \frac{\sigma_s}{\sigma_a} \tag{9.59}$$

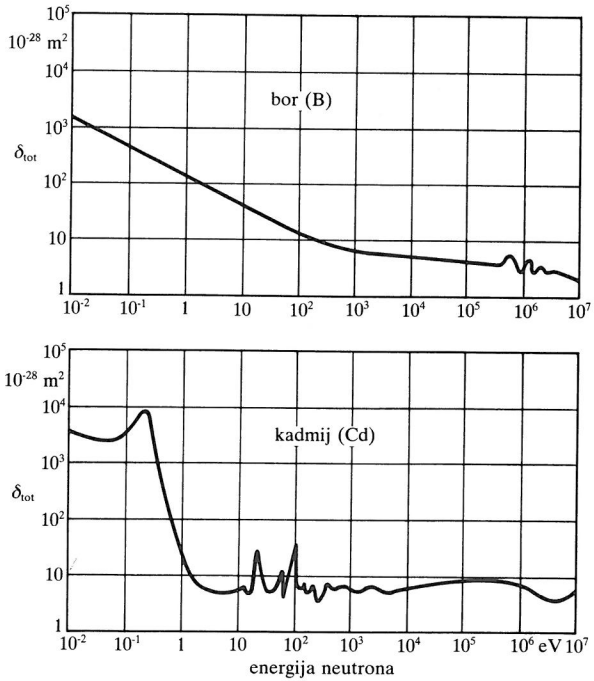
U tabl. 9.10. nalaze se podaci o udarnim presjecima σ_s i σ_a, te o omjeru usporavanja V_M (9.59) za materijale kojima se usporavaju neutroni. Materijal ima to bolje karakteristike što je veća vrijednost omjera usporavanja. Osobito su povoljne karakteristike teške vode jer joj je vrlo malen udarni presjek apsorpcije,

a karakteristike obične vode znatno su nepovoljnije; ona ima više od 700 puta veći udarni presjek apsorpcije od teške vode.

Tabl. 9.10. Udarni presjeci i omjer usporavanja za neke materijale koji se upotrebljavaju za usporavanje neutrona

	Udarni presjek sraza σ_s 10^{-28} m^2	Udarni presjek apsorpcije σ_a 10^{-28} m^2	Omjer usporavanja V_M 10^{-28} m^2
Voda (H_2O)	46	0,66	65
Teška voda (D_2O)	10,5	$0{,}92 \cdot 10^{-3}$	5820
Berilij (Be)	6	$9 \cdot 10^{-3}$	150
Ugljik (C) (grafit)	4,8	$4{,}5 \cdot 10^{-3}$	170

Za regulaciju lančane reakcije potrebni su materijali velikoga udarnog presjeka apsorpcije. Takvi su npr. bor (B) i kadmij (Cd), posebno za elektrone malih energija. Na sl. 9.18. prikazana je ovisnost totalnoga udarnog presjeka za bor i kadmij uz napomenu da je udarni presjek sraza za područje sporih neutrona tek mali dio totalnoga udarnog presjeka (za bor iznosi $\sigma_s = 3{,}7 \cdot 10^{-28}$ m^2, a za kadmij $\sigma_s = 7 \cdot 10^{-28}$ m^2).

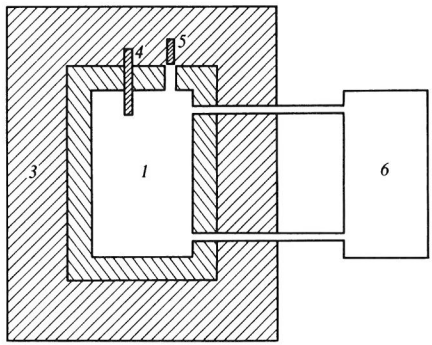


Sl. 9.18. Totalni udarni presjeci za bor i kadmij

3. Održavanje lančane reakcije

3.1. Nuklearni reaktor

Uređaj u kojemu su ostvareni uvjeti da se održava lančana reakcija nazvan je nuklearnim reaktorom (sl. 9.19). U njegovoj jezgri smješteno je nuklearno gorivo i materijal za usporavanje neutrona (moderator). Kroz jezgru struji sredstvo kojim



Sl. 9.19. Shematski prikaz nuklearnog reaktora: 1 – jezgra reaktora, 2 – reflektor, 3 – sigurnosni (biološki) štit, 4 – kontrolni sustav, 5 – sigurnosni sustav, 6 – korisnik toplinske energije

se odvodi toplina korisniku toplinske energije. Da bi se spriječio bijeg neutrona iz jezgre, ona je oklopljena reflektorom, a da bi se onemogućio prodor radioaktivnog zračenja u okolinu, oko reflektora je izgrađen biološki štit. Za regulaciju lančane reakcije služi kontrolni sistem, za koji se upotrebljavaju štapovi od materijala velikoga udarnog presjeka apsorpcije (bor, kadmij), a rezerva je sigurnosni sistem od istovrsnih štapova.

3.2. Faktor multiplikacije

Kao što je već spomenuto (1.5. ovog poglavlja), faktor multiplikacije definiran je omjerom broja neutrona u dvije sukcesivne generacije (9.10). Svi raspadom jezgre nuklearnog goriva oslobođeni neutroni neće izazvati nove raspade jezgara. Dio

njih će se izgubiti apsorpcijom neutrona, bilo u nuklearnom gorivu, bilo u ostalim materijalima koji se nalaze u reaktoru, i bijegom neutrona iz jezgre reaktora.

S obzirom na to da se neutroni u reaktoru gube na dva načina (apsorpcijom u jezgri reaktora i bijegom iz reaktora), definiraju se dva različita faktora multiplikacije. Prvi se odnosi na umnožavanje neutrona u reaktoru beskonačno velikih dimenzija (k_∞), iz kojeg ne mogu pobjeći neutroni. Drugi, efektivni faktor multiplikacije (k) uzima u obzir i gubitak neutrona nastao bijegom neutrona iz reaktora konačnih dimenzija.

Ako se sa λ označi vjerojatnost da će oslobođeni neutron ostati u reaktoru, odnosno da neće iz njega pobjeći, odnos se faktora multiplikacije k_∞ i efektivnog faktora multiplikacije k može prikazati izrazom

$$k = k_\infty \lambda \tag{9.60}$$

Kad je riječ o reaktoru u kojemu se za raspad jezgara upotrebljavaju termički neutroni (termički reaktor), faktor bijega iz reaktora λ definira se kao produkt faktora bijega brzih neutrona (λ_b) i faktora bijega termičkih neutrona (λ_f), pa je

$$k = k_\infty \lambda_b \lambda_f \tag{9.61}$$

Da bi se održala lančana reakcija, mora biti $k_\infty > 1$ jer su i λ_b i λ_f manji od jedinice.

Tip reaktora kojim se postiže $k_\infty > 1$ može osigurati lančanu reakciju ako mu jezgra ima dovoljno velike dimenzije. Pretpostavi li se vrlo približno da je bijeg neutrona proporcionalan površini A jezgre reaktora i da je oslobađanje neutrona nuklearnim reakcijama proporcionalno volumenu V jezgre, zatim ako se računa da je površina proporcionalna kvadratu linearne dimenzije l^2 i da je volumen proporcionalan l^3, dobiva se

$$\frac{A}{V} = K\frac{l^2}{l^3} = K\frac{1}{l} \tag{9.62}$$

Dakle vjerojatnost bijega neutrona obrnuto je proporcionalna linearnoj dimenziji reaktora, pa će s povećanjem dimenzija reaktora bijeg neutrona biti manji.

3.3. Utjecaji na faktor multiplikacije

3.3.1. Utjecaj nuklearnog goriva

Faktor multiplikacije ovisan o gorivu u reaktoru neizmjerno velikih dimenzija zavisi od broja neutrona oslobođenih raspadom jezgre ν (9.9) i od apsorpcije neutrona. Kad se promatra umnožavanje neutrona u samom gorivu (bez utjecaja drugih materijala u reaktoru), faktor multiplikacije u gorivu označuje se sa η, a određen je produktom broja neutrona nastalih raspadom jezgre i omjera između broja raspada i ukupnog broja apsorpcija (uključujući i apsorpcije koje izazivaju raspad). Dakle faktor η može se odrediti iz relacije

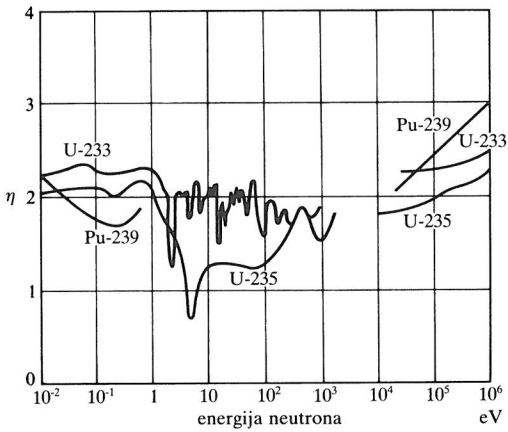
$$\eta(W) = \frac{\Phi(W) \cdot \Sigma_f(W)}{\Phi(W)\,[\Sigma_f(W) + \Sigma_a(W)]}\,\nu(W) \tag{9.63}$$

gdje je označeno da sve veličine ovise o energiji neutrona W. Nakon uvrštavanja odnosa (9.16) i skraćivanja dobiva se

$$\eta(W) = \frac{\sigma_f(W)}{\sigma_f(W) + \sigma_a(W)}\,\nu(W) \tag{9.64}$$

Faktor multiplikacije u gorivu bit će, dakle, to veći što je više neutrona nastalih raspadom jezgre ν i što je veći udarni presjek raspada σ_f s obzirom na udarni presjek apsorpcije σ_a.

Na sl. 9.20. prikazan je faktor multiplikacije u gorivu za nuklearna goriva ovisno o energiji neutrona, a tabl. 9.11. sadrži podatke za η za termičke neutrone ovisno o temperaturi, što je, kako će se vidjeti, od velikog značenja za održanje negativnoga temperaturnog koeficijenta. Najniža brzina neutrona, naime, ovisi o temperaturi kako je pokazano u 2.6. ovog poglavlja.



Sl. 9.20. Faktor multiplikacije u gorivu (η) ovisno o energiji neutrona

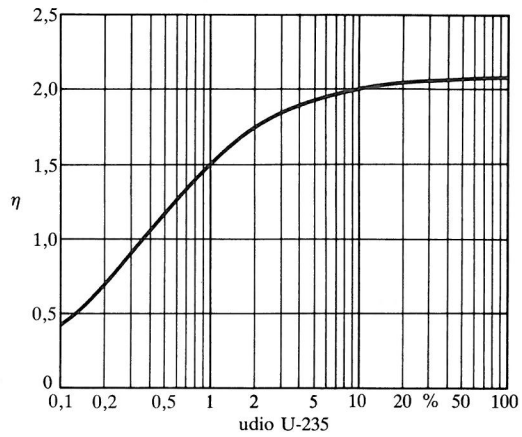
Tabl. 9.11. Ovisnost o temperaturi faktora multiplikacije u gorivu (η)

Temperatura ϑ, °C	Faktor multiplikacije u gorivu (η)		
	U-235	Pu-239	U-233
20	2,0651	2,0347	2,2837
100	2,0632	1,9978	2,2880
200	2,0595	1,9468	2,2908
400	2,0504	1,8604	2,2922
600	2,0423	1,8107	2,2917
800	2,0366	1,7845	2,2915
1 000	2,0328	1,7701	2,2919

Sve navedene vrijednosti faktora multiplikacije u gorivu vrijede za nuklearno gorivo od istovrsnih atoma. Ako se, međutim, ono sastoji od smjese različitih atoma, faktor se određuje iz relacije

$$\eta(W) = \frac{\sum_n \gamma_n \sigma_{fn}(W)}{\sum_n \gamma_n \sigma_{fn}(W) + \sum_n \gamma_n \sigma_{an}(W)} \nu(W) \tag{9.65}$$

Za praksu je najinteresantnija smjesa U-235 i U-238. Ako se npr. promatra prirodni uran, koji ima $\gamma_{238} = 0{,}9928$ i $\gamma_{235} = 0{,}0072$, a udarni su presjeci u tabl. 9.9, dobiva se $\eta = 1{,}33$ za termičke neutrone. Zbog povećanog udjela U-235 (obogaćeni uran) u smjesi U-238 i U-235 povećava se faktor multiplikacije u gorivu (sl. 9.21), a trošenjem U-235 smanjuje se udio U-235 u smjesi, no kad udio padne ispod 0,4%, nije moguće postići faktor multiplikacije veći od 1. Zato se i ne može u reaktoru s termičkim neutronima iskoristiti sav U-235.



Sl. 9.21. Ovisnost faktora multiplikacije (η) o udjelu U-235 u smjesi sa U-238 za termičke neutrone

Faktor multiplikacije u gorivu (η) uzima u obzir samo gubitke neutrona zbog njihove apsorpcije u gorivu. Da bi se obuhvatili i drugi utjecaji, uobičajeno je da se svakom procesu koji utječe na faktor multiplikacije doda karakteristični koeficijent.

3.3.2. Utjecaj raspada U-238

Neposredno nakon raspada jezgara pojavljuje se n_1 neutrona različitih energija (sl. 9.12). Oni se zbog sudara s atomima moderatora usporavaju, ali može nastati sudar s jezgrama urana U-238, koje se mogu raspasti ako je energija neutrona veća od 1,1 MeV (sl. 9.15). Prema tome, broj neutrona postaje veći, što se uzima u obzir s faktorom ε, nešto većim od jedinice, pa je broj neutrona

$$\varepsilon n_1 \tag{9.66}$$

Dio brzih neutrona pobjeći će iz jezgre reaktora. On je određen relacijom $1 - \lambda_b$, gdje je λ_b dio brzih neutrona koji je izmakao bijegu. Broj neutrona u reaktoru je tada

$$\varepsilon \lambda_b n_1 \tag{9.67}$$

a iz reaktora je pobjeglo

$$\varepsilon (1 - \lambda_b) n_1 \tag{9.68}$$

brzih neutrona.

Faktor umnažanja brzim neutronima posebno je izrazit u reaktoru s prirodnim uranom ili slaboobogaćenim uranom. Tada je naime udio U-238 u gorivu velik, a taj se izotop urana raspada djelovanjem brzih neutrona (sl. 9.15). Ako se radi o homogenom reaktoru, umnažanje brzim neutronima samo je onda znatno kad postoji velika gustoća atoma U-238. Ako je ta gustoća mala, većina će neutrona zbog sudara s atomskim jezgrama postići energiju koja je manja od energije potrebne za raspad jezgre U-238. Faktor umnažanja brzim neutronima za homogeni reaktor moderiran običnom vodom određen je relacijom

$$\varepsilon = \frac{1 + 0{,}69\, N_{238}/N_v}{1 + 0{,}56\, N_{238}/N_v} \tag{9.69}$$

gdje je N_{238} gustoća U-238, a N_v gustoća molekula vode.

3.3.3. Apsorpcija neutrona jezgrama U-238

Za vrijeme usporavanja neutroni postižu energije za koje U-238 ima vrlo velike udarne presjeke apsorpcije (sl. 9.17), pa postoji znatna vjerojatnost da ih apsorbira U-238. Ako sa p označimo dio neutrona koji je izbjegao apsorpciju, broj neutrona koji su usporeni iznosi

$$\varepsilon \lambda_b p\, n_1 \tag{9.70}$$

a u U-238 je apsorbirano

$$\varepsilon \lambda_b (1 - p) n_1 \tag{9.71}$$

neutrona.

Preostali neutroni (6.70) dalje se usporavaju, pa će ih dio pobjeći iz reaktorske jezgre. Ako se sa λ_t označi dio neutrona koji je ostao, broj se termičkih neutrona nalazi iz relacije

$$\varepsilon \lambda_b p\, \lambda_t n_1 \tag{9.72}$$

a broj je pobjeglih neutrona iz relacije

$$\varepsilon \lambda_b p\, (1 - \lambda_t) n_1 \tag{9.73}$$

Približna vrijednost faktora p može se odrediti pomoću izraza

$$p = \exp\left[-\frac{a}{\xi} \left(\frac{N_g}{\Sigma_s} \right)^{1-b} \right] \tag{9.74}$$

gdje je ξ smanjenje energije neutrona nakon sraza (9.47), N_g gustoća jezgara goriva, Σ_s makroskopski udarni presjek sraza (10^{-28}m^2). Za U-238 konstante u (9.74) imaju vrijednosti a = 2,73 i b = 0,468.

3.3.4. Utjecaj moderatora i drugih materijala

Za vrijeme usporavanja neutroni su došli u dodir s jezgrama moderatora i ostalim materijalima koji su u reaktoru, pa je dio njih apsorbiran. Ako se sa f označi dio neutrona koji je uspio izbjeći apsorpciji, broj termičkih neutrona koji mogu izazvati raspad novih jezgara daje izraz

$$\varepsilon \lambda_b p \lambda_t f n_1 \tag{9.75}$$

a broj je neutrona što su ih apsorbirale jezgre moderatora i ostalih materijala

$$\varepsilon \lambda_b p \lambda_t (1-f) n_1 \tag{9.76}$$

Vrijednost je faktora f relativno lako odrediti za homogeni reaktor. Budući da je jednaka gustoća neutronskog toka u gorivu i moderatoru, vrijedi izraz

$$f = \frac{\Sigma_{ag}}{\Sigma_{ag} + \Sigma_{am} + \Sigma_{ai}} \tag{9.77}$$

gdje je Σ_{ag} makroskopski udarni presjek apsorpcije goriva, Σ_{am} makroskopski udarni presjek apsorpcije moderatora, a Σ_{ai} makroskopski udarni presjek apsorpcije ostalih materijala u reaktoru. Ako se u reaktoru nalaze samo gorivo i moderator te ako se brojnik i nazivnik izraza (9.77) podijele s brojem jezgara goriva N_g, dobiva se

$$f = \frac{\sigma_{ag}}{\sigma_{ag} + \sigma_{am} \dfrac{N_m}{N_g}} \tag{9.78}$$

gdje su σ_{ag} i σ_{am} udarni presjeci apsorpcije goriva i moderatora, a N_m broj jezgara moderatora. Za zadane materijale faktor f ovisi samo o koncentraciji goriva u moderatoru, pa s povećanjem koncentracije goriva (manja vrijednost omjera N_m/N_g) raste vrijednost faktora f.

3.3.5. Određivanje faktora multiplikacije

Budući da relacija (9.75) daje broj neutrona koji može uzrokovati raspad novih jezgara, a kako je faktorom multiplikacije u gorivu (η) određen omjer novonastalih neutrona i neutrona koji izazivaju raspad, novonastali broj neutrona iznosi

$$n_2 = \varepsilon \lambda_b p \lambda_t f \eta n_1 \tag{9.79}$$

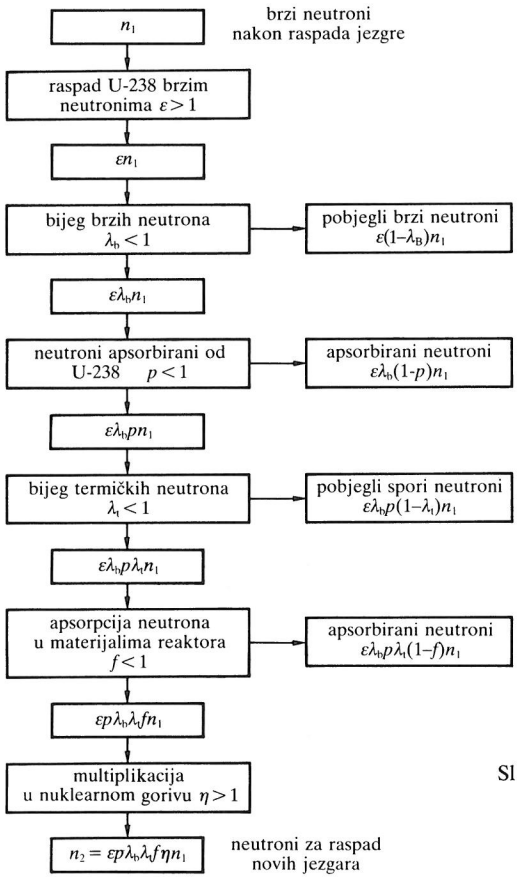
Dakle faktor je multiplikacije, prema (9.10)

$$k = \frac{n_2}{n_1} = \varepsilon \lambda_b p \lambda_t f \eta \tag{9.80}$$

Budući da je $k = k_\infty \lambda_b \lambda_t$, (9.61) faktor multiplikacije za reaktor velikih dimenzija bit će

$$k_\infty = \varepsilon p f \eta \tag{9.81}$$

To je tzv. formula četiriju faktora koji određuju umnožavanje neutrona u reaktoru neizmjerno velikih dimenzija.



Sl. 9.22. Bilanca neutrona u termičkom reaktoru

Na sl. 9.22. prikazana je bilanca neutrona u termičkom reaktoru.

3.4. Prilike u homogenom reaktoru

Homogeni reaktor je onaj u kojemu su nuklearno gorivo i materijal za usporavanje neutrona međusobno pomiješani.

Promatra li se homogeni reaktor s visokoobogaćenim uranom i grafitom kao moderatorom, faktor multiplikacije može se napisati u obliku

$$k_\infty = f\,\eta \tag{9.82}$$

Budući da je udio U-238 malen, i faktor (ε) raspada U-238 i faktor (p) izbjegavanja apsorpcije neutrona od U-238 bit će praktički jednaki jedinici. Omjer mase moderatora i mase urana može se prikazati makroskopskim udarnim presjecima apsorpcije (Σ_f i Σ_a) jer se u njima pojavljuju brojevi jezgara moderatora (N_m) i urana (N_u). Omjer je tih udarnih presjeka

$$Z = \frac{\Sigma_{fu} + \Sigma_{au}}{\Sigma_{am}} = \frac{N_u\,(\sigma_{fu} + \sigma_{au})}{N_m\,\sigma_{am}} \tag{9.83}$$

jer je udarni presjek raspada za moderator $\sigma_{fm} = 0$. Faktor f može se definirati kao omjer makroskopskog presjeka nuklearnog goriva i zbroja makroskopskih presjeka goriva i moderatora, pa je

$$f = \frac{\Sigma_{fu} + \Sigma_{au}}{\Sigma_{fu} + \Sigma_{au} + \Sigma_{am}} \tag{9.84}$$

Može ga se pomoću (9.83) napisati u obliku

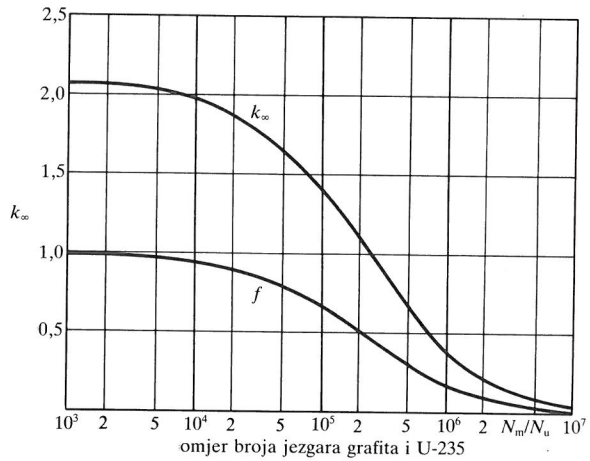
$$f = \frac{Z}{Z+1} \tag{9.85}$$

pa je faktor multiplikacije

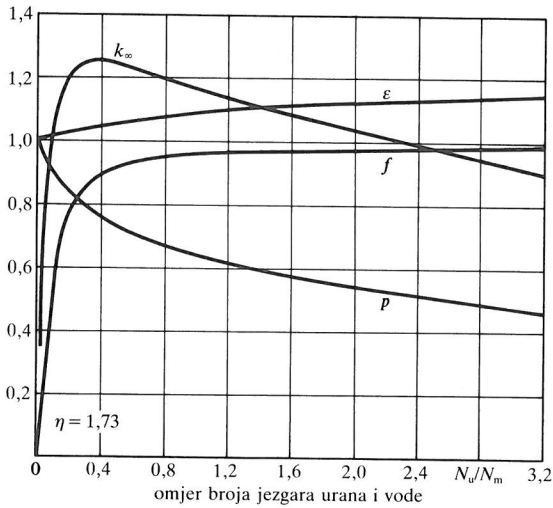
$$k_\infty = \frac{Z}{Z+1}\,\eta \tag{9.86}$$

Iz sl. 9.21. vidi se da je za visokoobogaćeni uran $\eta = 2{,}07$, da suma udarnih presjeka za U-235 (tabl. 9.9) iznosi $680{,}0 \cdot 10^{-28}$ m^2, a udarni je presjek apsorpcije grafita $0{,}0032 \cdot 10^{-28}$m^2. Jedina nepoznanica ostaje omjer masa N_u/N_m, pa se može faktor f i faktor multiplikacije odrediti ovisno o N_u/N_m (sl. 9.23). Lančana reakcija može se održati i za veliku razrijeđenost urana u grafitu. Tako se za omjer urana i grafita 1 : 100 000 ($N_m/N_u = 10^5$ na sl. 9.23) postiže faktor multiplikacije $k_\infty = 1{,}41$.

Ako se umjesto visokoobogaćenog urana upotrijebi samo 2% obogaćeni uran, pojavit će se djelovanje U-238, koje će biti to više izraženo što je u smjesi urana i moderatora više urana. Na sl. 9.24. prikazana je ovisnost faktora multiplikacije k_∞ za homogeni reaktor u kojemu je smjesa 2% obogaćenog urana i obične vode. Treba napomenuti da je sl. 9.24. crtana za omjere urana i moderatora, a sl. 9.23. za omjere moderatora i urana. Točan način određivanja faktora ε i p premašuje okvir ovih razmatranja. Ovdje je dovoljan kvalitativan prikaz. S povećanjem koncentracije urana u smjesi s moderatorom raste faktor ε jer će u smjesi biti više



Sl. 9.23. Ovisnost faktora multiplikacije k_∞ i faktora f o omjeru broja jezgara grafita i U-235 za homogeni reaktor s visokoobogaćenim uranom



Sl. 9.24. Ovisnost faktora multiplikacije k_∞ te faktora ε, p i f o omjeru jezgara urana i vode za homogeni reaktor sa 2% obogaćenim uranom

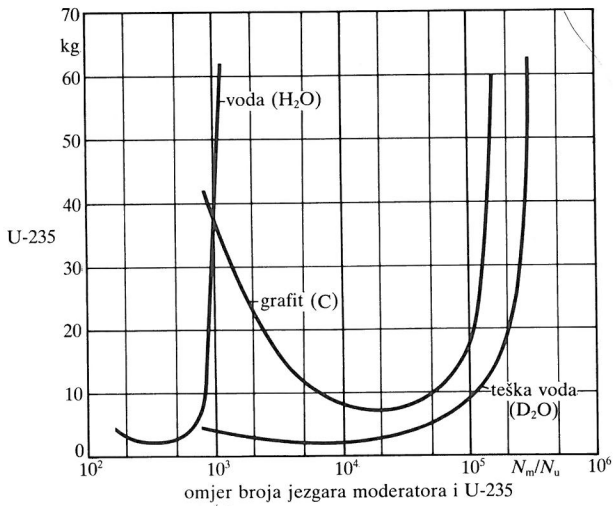
atoma U-238. S druge strane, s povećanjem udjela urana smanjuje se faktor p jer će U-238 apsorbirati veći broj neutrona. Uz omjer $N_u/N_m = 0$ faktori ε i p bit će jednaki jedinici jer u smjesi nema urana (ni U-238), pa nema ni njegova djelovanja na neutrone. Nasuprot tome, tada će faktor f biti jednak nuli, što izlazi iz izraza (9.83), jer će na kraju ostali materijali apsorbirati sve neutrone. Faktor multiplikacije s povećanjem koncentracije naglo raste i kod omjera $N_u/N_m \approx 0{,}4$ postiže maksimalnu vrijednost od $\approx 1{,}25$, što je u prvom redu posljedica naglog porasta faktora f. Nakon toga k_∞ postepeno opada zbog sve manjeg faktora p, odnosno zbog apsorpcije neutrona od U-238. Za $N_u/N_m > 2{,}4$ on pada ispod jedinice. Dakle samo u uskom području koncentracije molekula urana moguće je ostvariti lančanu reakciju.

Ako bi umjesto 2% obogaćenog urana bio upotrijebljen prirodni uran (sa 0,72% U-235), tada bi faktor multiplikacije u gorivu opao od 1,73 (za 2% obogaćeni uran) na $\eta = 1{,}33$, pa bi uz nepromijenjene ostale faktore već postao manji od jedinice. Osim toga, povećani broj jezgara U-238 s obzirom na broj jezgara U-235 uzrokovao bi da se brže smanji faktor p, što bi još više snizilo vrijednosti faktora multiplikacije k_∞.

Sličan bi bio zaključak kad bi se umjesto vode upotrijebio grafit kao moderator. Nešto povoljnija je situacija kad bi se za moderator uzela teška voda jer ona ima znatno niži udarni presjek apsorpcije od obične vode, pa bi faktor f bio veći. To međutim nije dovoljno da se održi lančana reakcija jer se postižu faktori multiplikacije samo nešto veći od jedinice, zbog toga što se mora računati s bijegom neutrona.

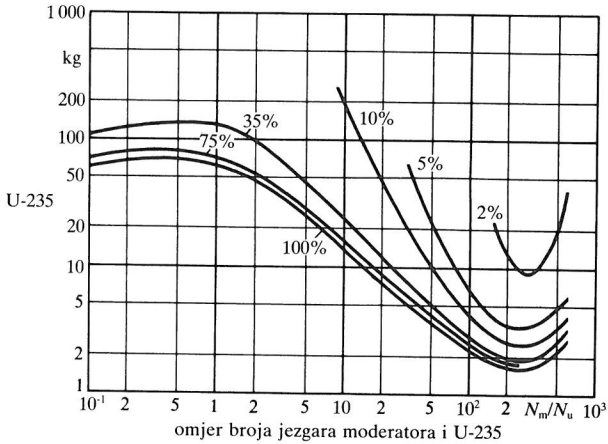
Prema tome, nije moguće ostvariti homogeni reaktor s prirodnim uranom bez obzira na materijal kojim se usporavaju neutroni (obična voda, teška voda, grafit).

Da bi se održala lančana reakcija, potrebno je bijeg neutrona svesti na podnošljivu mjeru. Broj neutrona koji će pobjeći iz reaktora bit će prema broju oslobođenih neutrona to manji što su dimenzije jezgre reaktora veće (9.62). Najmanja masa U-235 kojom se može osigurati lančana reakcija naziva se kritičnom masom. Ona ovisi o upotrijebljenom moderatoru i o obogaćenju urana.



Sl. 9.25. Kritična masa U-235 za homogeni reaktor s čistim U-235 u ovisnosti o omjeru broja jezgara moderatora i U-235 te o materijalu moderatora

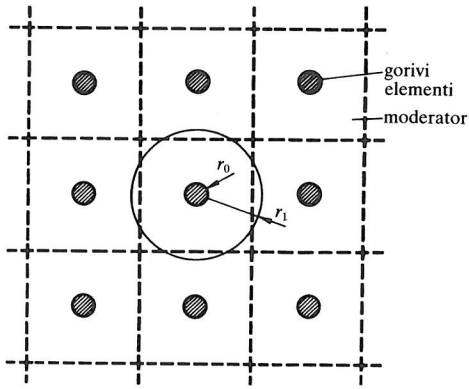
Na sl. 9.25. prikazana je ovisnost kritične mase U-235 o omjeru smjese moderatora i U-235 za reaktor s čistim U-235 i s vodom, teškom vodom ili grafitom kao moderatorom, a sl. 9.26. prikazuje ovisnost kritične mase U-235 o omjeru broja jezgara moderatora i U-235 za reaktor s obogaćenim uranom i običnom vodom kao moderatorom.



Sl. 9.26. Kritična masa U-235 za homogeni reaktor s obogaćenim uranom u ovisnosti o obogaćenju urana te o omjeru jezgara vode kao moderatora i U-235

3.5. Prilike u heterogenom reaktoru

U heterogenom reaktoru gorivo je u obliku cilindričnih gorivih elemenata jednolično raspoređeno u materijalu moderatora (sl. 9.27). Faktor multiplikacije ovisi o dimenzijama i o geometrijskom rasporedu gorivih elemenata u moderatoru. Kao dva parametra za geometrijski raspored normalno se uzimaju: r_0 – polumjer gorivog elementa i r_1 – ekvivalentni polumjer dijela moderatora koji pripada jednome gorivom elementu. Promjer r_1 određuje se iz uvjeta jednakosti površina.

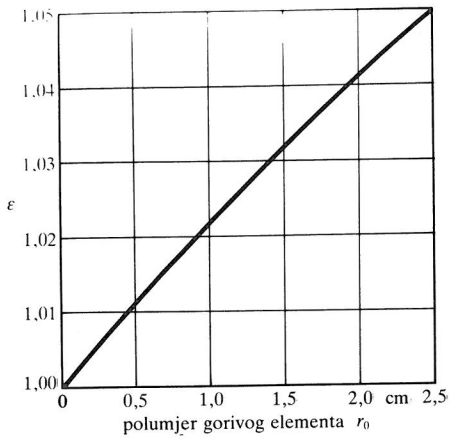


Sl. 9.27. Primjer rasporeda gorivih elemenata u heterogenom reaktoru

U 3.4. ovog poglavlja pokazano je kako nije moguće osigurati lančanu reakciju u homogenom reaktoru s prirodnim uranom i grafitom kao moderatorom. Nasuprot tome, ista kombinacija goriva i moderatora u heterogenom reaktoru omogućuje lančanu reakciju.

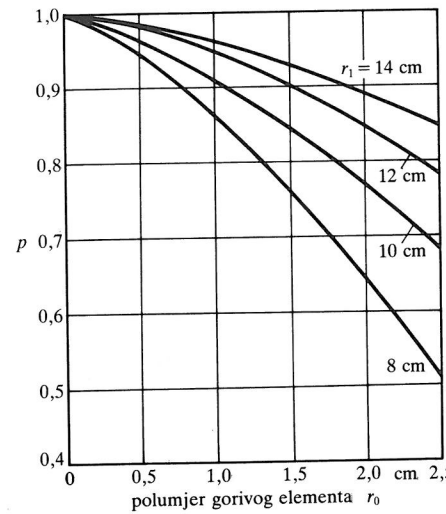
Faktor ε, kojim je prikazan raspad jezgara U-238, ovisi samo o polumjeru gorivog elementa r_0 jer neutroni imaju dovoljnu energiju (veću od 1,1 MeV) za

raspad U-238 samo unutar elementa u kojemu su nastali. S povećanjem polumjera gorivog elementa r_0 povećava se faktor ε (sl. 9.28) jer je veća vjerojatnost da nastane sudar neutrona s jezgrom U-238.



Sl. 9.28. Ovisnost faktora ε o polumjeru gorivog elementa (r_0)

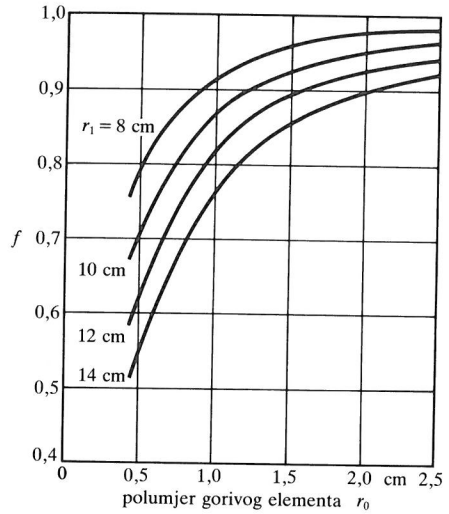
Neutroni će to više izbjegavati apsorpciju u U-238 (faktor p) što je manji polumjer gorivog elementa (sl. 9.29) jer će tada nailaziti na manji broj jezgara U-238. Iz istog razloga će faktor p uz isti polumjer gorivog elementa (r_0) biti to manji što su gušće postavljeni gorivi elementi, odnosno što je polumjer r_1 manji.



Sl. 9.29. Ovisnost faktora p o polumjeru gorivog elementa (r_0) i o polumjeru ćelije (r_1) heterogenog reaktora s prirodnim uranom i grafitom kao moderatorom

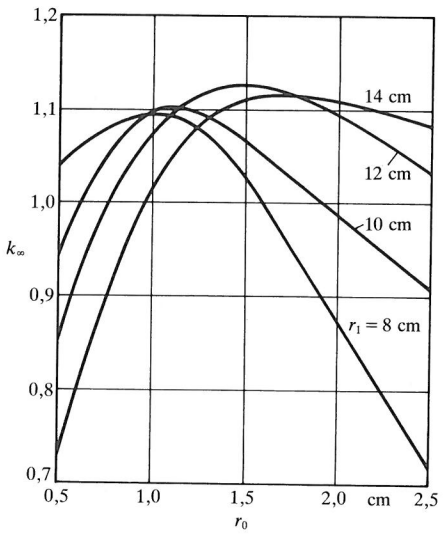
Jezgre moderatora će to više apsorbirati neutrone što je u reaktoru veća količina materijala moderatora u odnosu prema količini goriva. Povećanoj apsorpciji odgovara manja vrijednost faktora f (sl. 9.30). Za isti međusobni razmak središta

gorivih elemenata (r_1 = konst.) faktor f raste s povećanjem njihova polumjera, a za konstantni polumjer gorivog elementa (r_0 = konst.) faktor f raste s povećanjem polumjera ćelije (r_1).



Sl. 9.30. Ovisnost faktora f o polumjeru gorivog elementa (r_0) i o polumjeru ćelije (r_1) heterogenog reaktora s prirodnim uranom i grafitom kao moderatorom

Uvrštavanjem vrijednosti faktorâ ε, p i f u izraz (9.81), a uzevši u obzir da je za prirodni uran $\eta = 1{,}33$, dobiva se ovisnost faktora multiplikacije k_∞ o vrijednostima polumjerâ r_0 i r_1 za promatrani tip reaktora (sl. 9.31). Vidi se da je u svim promatranim slučajevima moguće postići faktor multiplikacije k_∞ veći od jedinice, što znači da se heterogenim reaktorom s prirodnim uranom i grafitom kao moderatorom mogu ostvariti uvjeti za lančanu reakciju.



Sl. 9.31. Ovisnost faktora multiplikacije k_∞ o polumjeru gorivog elementa (r_0) i o polumjeru ćelije (r_1) heterogenog reaktora s prirodnim uranom i grafitom kao moderatorom

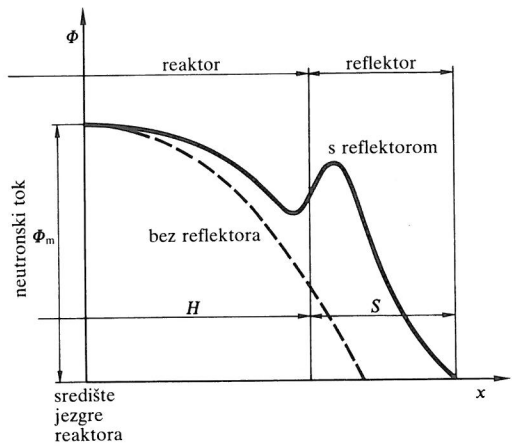
Kad bi se provela opisana analiza za reaktor s prirodnim uranom, ali s običnom vodom kao moderatorom, došlo bi se do konstatacije kako je faktor multiplikacije nedovoljan da se održi lančana reakcija. To je posljedica relativno velikoga udarnog presjeka apsorpcije obične vode (tabl. 9.10), zbog čega se smanjuje vrijednost faktora f. Nasuprot tome, moguće je postići uvjete za lančanu reakciju u reaktoru s prirodnim uranom i teškom vodom kao moderatorom jer je udarni presjek teške vode relativno vrlo nizak (tabl. 9.10).

U svim slučajevima, međutim, upotrebom već i slaboobogaćenog urana moguća je lančana reakcija jer se povećava vrijednost faktora multiplikacije u gorivu η (sl. 9.21).

3.6. Utjecaj reflektora

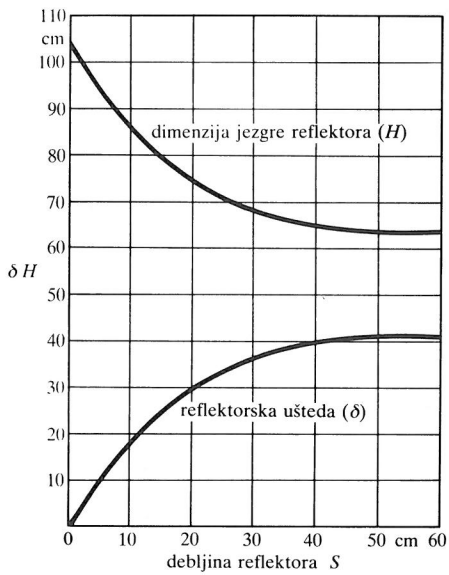
Bijeg neutrona iz jezgre reaktora gubitak je koji konačno dovodi do većih dimenzija reaktorske jezgre nego što bi teorijski bilo potrebno da nema bijega neutrona. Zbog toga poskupljuje izgradnja reaktora jer se povećava količina goriva i materijala za moderator. To je razlog za postavljanje reflektora oko reaktorske jezgre, kojemu je zadatak da neutrone koji pobjegnu iz jezgre ponovno vrati, odnosno reflektira u reaktor. To se može postići relativno jednostavno pomoću pogodno dimenzioniranog sloja moderatora oko reaktorske jezgre (sl. 9.19). U slučaju centralnog sraza (sl. 9.9a) neutrona i jezgre moderatora, promijenit će neutron smjer gibanja za 180°, pa će se reflektirati u jezgru reaktora. Ako je reflektor dovoljno debeo, bit će velika vjerojatnost da nastane centralni sraz, pa će većina neutrona biti reflektirana ako ne postanu žrtve apsorpcije.

Postavljanje reflektora omogućuje povoljniju raspodjelu neutronskog toka u reaktorskoj jezgri. Ako je jezgra u vakuumu, u kojemu nisu moguće neutronske reakcije (jer nema jezgara!), tok neutrona će brzo opadati s približavanjem rubu reaktorske jezgre (sl. 9.32). Budući da je broj raspada jezgara u jedinici vremena



Sl. 9.32. Raspodjela neutronskog toka u reaktoru s reflektorom i bez njega

ovisan o neutronskom toku Φ, nuklearno gorivo smješteno na rubu reaktorske jezgre malo će pridonositi snazi reaktora i bit će slabo iskorišteno. Pomoću reflektora povećat će se tok neutrona u jezgri reaktora, pa i iskorištenje goriva. Promjena neutronskog toka u reaktoru opkoljenu reflektorom prikazana je na sl. 9.32. Snaga reaktora ovisi o produktu njegovih dimenzija i srednjega neutronskog toka. Što je jednoličnija raspodjela neutronskog toka u reaktorskoj jezgri, to će potrebna snaga biti postignuta uz manje dimenzije reaktora. Zbog toga je uveden pojam reflektorske uštede ili reflektorske koristi (*reflector savings*), koja prikazuje uštedu na dimenzijama reaktorske jezgre kao funkciju debljine reflektora. Radi ilustracije na sl. 9.33. prikazana je ovisnost reflektorske uštede δ i dimenzije reaktorske jezgre H o debljini reflektora S za reaktor u obliku ploče.



Sl. 9.33. Ovisnost reflektorske uštede (δ) i dimenzije reaktorske jezgre (H) o debljini reflektora (S)

4. Promjena faktora multiplikacije

4.1. Reaktivnost reaktora

Faktor multiplikacije k (9.80) definira stanje reaktora. Budući da je k vrlo blizu jedinici, često se upotrebljava višak faktora multiplikacije definiran izrazom

$$\Delta k = k - 1 \tag{9.87}$$

Nekad je pogodno računati s reaktivnošću reaktora, koja se dobiva iz relacije

$$\varrho = \frac{k-1}{k} = \frac{\Delta k}{k} \approx \Delta k \tag{9.88}$$

jer je faktor multiplikacije obično vrlo blizu jedinice.

Razlikuju se u osnovi tri stanja reaktora: potkritično, kritično i natkritično stanje. Ta su stanja određena vrijednostima faktora multiplikacije, njegova viška ili reaktivnošću reaktora, pa je:

- reaktor potkritičan kad je $k<1$, $\Delta k<0$, $\varrho<0$
- reaktor kritičan kad je $k=1$, $\Delta k=0$, $\varrho=0$
- reaktor natkritičan kad je $k>1$, $\Delta k>0$, $\varrho>0$

Reaktor se mora izgraditi tako da ima stanovitu pozitivnu reaktivnost. To je prijeko potrebno da bi se reaktor mogao staviti u pogon i da bi se kompenzirale promjene reaktivnosti koje se pojavljuju za vrijeme pogona (utrošak goriva i dr.). Prema tome, reaktor treba da ima »ugrađenu reaktivnost«. Također je potrebno da bude moguća promjena reaktivnosti, i to: $\Delta k>0$ za stavljanje u pogon i povećanje snage, $\Delta k=0$ za stacionarno stanje i $\Delta k<0$ pri zaustavljanju reaktora i smanjenju snage. Mora dakle biti moguće kompenzirati dio ugrađene reaktivnosti kako bi se postigla željena reaktivnost. To se postiže uvlačenjem u reaktor štapova od materijala velikoga udarnog presjeka apsorpcije (bor, kadmij – sl. 9.18).

Uobičajeno je da se ugrađeni višak faktora multiplikacije ili ugrađena reaktivnost definira za »hladni« i »svježi« reaktor.

Pod pojmom »hladni reaktor« razumijeva se reaktor pri temperaturi od 20 °C. Kad, naime, reaktor radi, povećava se njegova temperatura, što ima – kako će se još vidjeti – utjecaja na reaktivnost reaktora, pa će ona biti različita od one pri 20 °C.

Pod pojmom »svježi reaktor« razumijeva se reaktor u kojemu se nalazi svježe gorivo, bez produkata raspada. Manja količina goriva i produkti raspada, naime, smanjuju ugrađenu reaktivnost reaktora.

Za vrijeme rada faktor multiplikacije se mijenja zbog utjecaja: a) zatrovanja reaktora, b) utroška goriva, c) proizvodnje novog goriva (konverzije) i d) temperature.

Neki od tih utjecaja povećavaju faktor multiplikacije, ali je ipak konačni njihov efekt, osobito poslije duljeg pogona reaktora, negativan jer smanjuju faktor multiplikacije. Svi utjecaji, međutim, ne pojavljuju se istodobno. Utjecaj temperature očituje se odmah nakon opterećenja reaktora, a zatrovanje reaktora opaža se više sati ili dana poslije toga. Tek nakon više tjedana ili mjeseci bit će zapaženi utjecaji utroška goriva i proizvodnje novog goriva. Da bi se mogli kompenzirati spomenuti utjecaji, reaktor mora imati ugrađen višak reaktivnosti, koji će – u početku rada svježeg reaktora – biti kompenziran sistemom regulacije (kontrolnim štapovima od bora ili kadmija). U toku rada sistemom regulacije bit će potrebno sve manje kompenzirati višak faktora multiplikacije kako bi reaktor stalno bio kritičan. Takva kompenzacija bit će moguća samo dok se ne utroši sav višak ugrađene reaktivnosti, nakon čega valja u reaktor staviti svježe gorivo, odnosno zamijeniti dio gorivih elemenata novim elementima.

4.2. Zatrovanje goriva

Produkti raspada goriva ili produkti njihova radioaktivnog raspada imaju veće ili manje udarne presjeke apsorpcije. Oni visokih presjeka apsorpcije nazivaju se otrovima raspada jer »truju« reaktor time što smanjuju faktor multiplikacije.

Najviše na zatrovanje utječu ksenon (Xe-135) i samarij (Sm-149). Ksenon se pojavljuje kao produkt raspada, ali i kao posljedica radioaktivnog raspada telura (Te-135) ili joda (I-135) prema relaciji

$$^{135}\mathrm{Te} \xrightarrow[2\,\mathrm{min}]{\beta^-} {}^{135}\mathrm{I} \xrightarrow[6{,}7\,\mathrm{h}]{\beta^-} {}^{135}\mathrm{Xe} \xrightarrow[9{,}2\,\mathrm{h}]{\beta^-} {}^{135}\mathrm{Cs} \xrightarrow[3{,}10^6\,\mathrm{god}]{\beta^-} {}^{135}\mathrm{Ba} \tag{9.89}$$

Ksenon se, dakle, dalje raspada u cezij (Cs-135), koji konačno vrlo polagano prelazi u stabilni Ba-135. Samarij, međutim, ne nastaje neposredno raspadom jezgre nuklearnog goriva, već samo posredno raspadom neodima (Nd-149), koji prelazi u prometij (Pm-149), a zatim u stabilni samarij (Sm-149) prema relaciji

$$^{149}\mathrm{Nd} \xrightarrow[1{,}7\,\mathrm{h}]{\beta^-} {}^{149}\mathrm{Pm} \xrightarrow[47\,\mathrm{h}]{\beta^-} {}^{149}\mathrm{Sm} \tag{9.90}$$

Podaci o udjelu u produktima raspada jezgara nuklearnog goriva, o udarnim presjecima apsorpcije za područje termičkih neutrona, o konstantama raspada i vremenima poluraspada za jezgre koje utječu na zatrovanje ksenonom i samarijem nalaze se u tabl. 9.12. Konstanta raspada i vrijeme poluraspada definirano je u 2.2. ovog poglavlja.

Tabl. 9.12. Karakteristike jezgara koje utječu na zatrovanje reaktora

	Te-135	I-135	Xe-135	Nd-149	Pm-139	Sm-139
Udio u produktima raspada	0,056	–	0,003	0,013	–	–
Udarni presjek apsorpcije $\sigma(10^{-28}\,m^2)$	–	7	$2{,}7 \cdot 10^6$	–	–	$40{,}8 \cdot 10^3$
Konstanta raspada $\lambda\ (s^{-1})$	$5{,}8 \cdot 10^{-3}$	$2{,}9 \cdot 10^{-5}$	$2{,}1 \cdot 10^{-5}$	$1{,}1 \cdot 10^{-4}$	$4{,}1 \cdot 10^{-6}$	–
Vrijeme poluraspada T	2 min	6,7 h	9,2 h	1,8 h	52 h	–

Najprije će se razmotriti utjecaj ksenona. Brzina nastajanja jezgara ksenona u m^3 volumena i u sekundi zbog raspada jezgara nuklearnog goriva može se prikazati produktom

$$\gamma_x \sigma_f N_u \Phi \tag{9.91}$$

Tu je γ_x udio ksenona u produktima raspada, σ_f udarni presjek raspada nuklearnog goriva, N_u broj jezgara nuklearnog goriva u m^3 volumena, a Φ je tok neutrona po m^2 i sekundi. Osim toga, ksenon nastaje raspadom telura prema (9.89). Budući da je vrijeme njegova poluraspada u jod vrlo kratko, može se računati da raspadom jezgara nuklearnog goriva neposredno nastaje jod (I-135). Prema tome, brzina nastanka joda može se prikazati produktom

$$\gamma_i \sigma_f N_u \Phi \tag{9.92}$$

koji je analogan relaciji (9.91), s tom razlikom što se umjesto člana γ_x pojavljuje γ_i, jednak udjelu joda (odnosno telura) u produktima raspada. Jod se, međutim, raspada u ksenon s vremenom poluraspada od 9,2 sata, odnosno s konstantom raspada λ_i, pa se zbog toga broj jezgara joda smanjuje za

$$\lambda_i N_i \tag{9.93}$$

gdje je on označen sa N_i. Promjena broja jezgara joda, prema tome, jednaka je razlici (9.92) i (9.93), pa će biti

$$\frac{dN_i}{dt} = \gamma_i \sigma_f N_u \Phi - \lambda_i N_i \tag{9.94}$$

Integriranjem izraza (9.94), uz uvjet da je $N_i = 0$ za $t = 0$, dobiva se

$$N_i = \frac{\gamma_i \sigma_f N_u \Phi}{\lambda_i} [1 - \exp(-\lambda_i t)] \tag{9.95}$$

Pritom je N_i broj jezgara joda u m^3 reaktora kao funkcija trajanja pogona reaktora t.

Iz jezgara joda nastaje

$$\lambda_i N_i \tag{9.96}$$

jezgara ksenona, pa im je ukupni broj jednak broju produkata (9.91) i (9.96).

S druge strane, jezgre ksenona raspadaju se prema relaciji (9.89) u cezij, s konstantom raspada λ_x, pa je brzina tog procesa

$$\lambda_x N_x \tag{9.97}$$

ali se broj jezgara smanjuje i time što ksenon apsorbira neutrone. To je smanjenje

$$\sigma_x N_x \Phi \tag{9.98}$$

Brzina će nastanka jezgara ksenona prema tome biti

$$\frac{dN_x}{dt} = \gamma_x \sigma_f N_u \Phi + \lambda_i N_i - \lambda_x N_x - \sigma_x N_x \Phi \tag{9.99}$$

Taj je izraz dobiven na osnovi (9.91), (9.96), (9.97) i (9.98). Ako se u (9.90) uvrsti za N_i vrijednost iz (9.95), nakon integriranja dobiva se

$$N_x = \frac{\sigma_f N_u \Phi (\gamma_x + \gamma_i)}{\lambda_x + \sigma_x \Phi} (1 - \exp [-(\lambda_x + \sigma_x \Phi) t]) + \frac{\sigma_f N_u \Phi \gamma_i}{\lambda_x + \sigma_x \Phi - \lambda_i}$$
$$[\exp(-\lambda_x t) - \exp(-\lambda_i t)] \tag{9.100}$$

Zatrovanje reaktora, u ovom slučaju zatrovanje ksenonom, definirano je kao omjer između makroskopskog presjeka apsorpcije u otrovu i makroskopskog presjeka raspada nuklearnog goriva, odnosno kao omjer neutrona apsorbiranih u ksenonu i neutrona nastalih raspadom goriva, pa je zatrovanje reaktora ksenonom

$$p_x = \frac{\Sigma_x}{\Sigma_f} = \frac{N_x \sigma_x}{N_u \sigma_f} \tag{9.101}$$

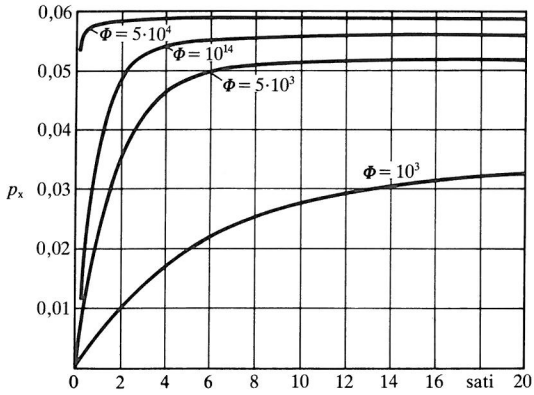
Budući da je N_x funkcija vremena (9.100), p_x je također funkcija vremena, dobiva se

$$p_x = \frac{\Phi (\gamma_x + \gamma_i)}{\frac{\lambda_x}{\sigma_x} + \Phi} (1 - \exp [-(\lambda_x + \sigma_x \Phi) t]) +$$
$$+ \frac{\Phi \gamma_i}{\frac{\lambda_x - \lambda_i}{\sigma_x} + \Phi} [\exp(-\lambda_x t) - \exp(-\lambda_i t)] \tag{9.102}$$

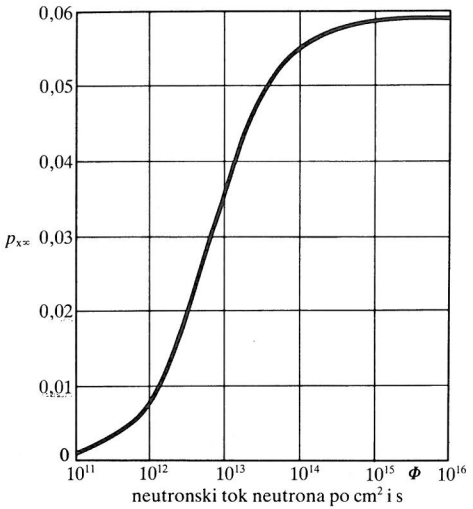
Na sl. 9.34. prikazano je zatrovanje reaktora ksenonom kao funkcija trajanja pogona, a na sl. 9.35. je maksimalno zatrovanje koje se postiže za $t \to \infty$, ali praktično za nekoliko desetaka sati. Maksimalno zatrovanje ksenonom u toku rada određuje se iz relacije

$$p_{x\infty} = \frac{\Phi (\gamma_x + \gamma_i)}{\frac{\lambda_x}{\sigma_x} + \Phi} \tag{9.103}$$

dobivene iz (9.102) uz $t = \infty$.



Sl. 9.34. Zatrovanje ksenonom za vrijeme pogona kao funkcija trajanja pogona



Sl. 9.35. Maksimalno zatrovanje ksenonom za vrijeme pogona

Nakon obustave rada reaktora, kad je $\Phi = 0$, ne nastaju nove jezgre ksenona kao posljedica raspada jezgara nuklearnog goriva, niti postojeće nestaju zbog apsorpcije neutrona, ali nove nastaju radioaktivnim raspadom indija, a ukupni broj im se smanjuje radioaktivnim raspadom samog ksenona. Taj proces možemo prikazati jednadžbom

$$\frac{dN_x}{dt} = \lambda_i N_i - \lambda_x N_x \tag{9.104}$$

Uz pretpostavku da je u trenutku kad reaktor prestaje raditi broj jezgara joda $N_{i\infty}$ on se može odrediti iz relacije (9.95) uz $t = \infty$, pa je

$$N_{i\infty} = \frac{\gamma_i \sigma_f N_u \Phi}{\lambda_i} \tag{9.105}$$

Ako se uzme u obzir konstanta raspada joda u ksenon, relacija (9.104) može se napisati u obliku

$$\frac{dN_x}{dt} = \lambda_i N_{i\infty} \exp(-\lambda_i t) - \lambda_x N_x \tag{9.106}$$

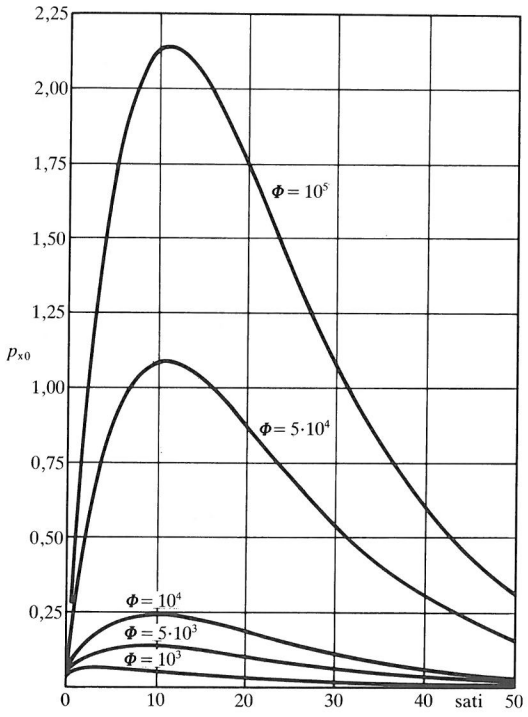
Rješenje je nehomogene diferencijalne jednadžbe

$$N_x = \frac{\sigma_f N_u \Phi(\gamma_x + \gamma_i)}{\lambda_x + \sigma_x \Phi} \exp(-\lambda_x t) + \\ + \frac{\gamma_i \sigma_f N_u \Phi}{\lambda_x - \lambda_i} [\exp(-\lambda_i t) - \exp(-\lambda_x t) \tag{9.107}$$

pa je zatrovanje reaktora ksenonom za vrijeme obustave rada reaktora definirano relacijom (9.101)

$$p_{x0} = \frac{\Phi(\gamma_x + \gamma_1)}{\frac{\lambda_x}{\sigma_x} + \Phi} \exp(-\lambda_x t) + \frac{\gamma_1 \Phi}{\frac{\lambda_x - \lambda_1}{\sigma_x}} [\exp(-\lambda_i t) - \exp(-\lambda_x t)] \tag{9.108}$$

Zatrovanje ksenonom nakon obustave pogona reaktora funkcija je, dakle, neutronskog toka i trajanja obustave rada. Na sl. 9.36. prikazana je ovisnost zatrovanja ksenonom o vremenu za nekoliko vrijednosti neutronskog toka. Maksimalno zatrovanje pojavljuje se oko 11 sati nakon obustave pogona reaktora, a potpuno nestaje nekoliko dana nakon obustave.



Sl. 9.36. Zatrovanje ksenonom nakon obustave pogona reaktora kao funkcija trajanja obustave

Pri razmatranju utjecaja samarija na zatrovanje reaktora može se, zbog relativno kratkog vremena poluraspada neodimija (9.90), bez veće pogreške pretpostaviti da prometij nastaje neposredno raspadom jezgre nuklearnog goriva. Brzina pojave prometija može se prikazati relacijom

$$\gamma_N \sigma_f N_u \Phi \tag{9.109}$$

što odgovara izrazu (9.91), a u kojoj je γ_N udio neodimija u produktima raspada (tabl. 9.12). Budući da je prometiju konstanta raspada λ_P, brzina raspada tih jezgara izražena je produktom

$$\lambda_P N_P \tag{9.110}$$

pa je brzina promjene broja jezgara prometija u reaktoru

$$\frac{dN_P}{dt} = \gamma_N \sigma_f N_u \Phi - \lambda_P N_P \tag{9.111}$$

Nakon integriranja dobiva se

$$N_P = \frac{\gamma_N \sigma_f N_u \Phi}{\lambda_P} [1 - \exp(-\lambda_P t)] \tag{9.112}$$

Samarij nastaje raspadom prometija (9.90), a broj mu se jezgara smanjuje zbog apsorpcije neutrona uz udarni presjek apsorpcije σ_s. Brzina je povećanja broja njegovih jezgara

$$\frac{dN_S}{dt} = \gamma_P N_P - \sigma_S N_S \Phi \tag{9.113}$$

Integrira li se nakon uvrštenja vrijednosti N_P iz (9.112), dobiva se

$$N_S = \gamma_N \sigma_f N_u \Phi \left[\frac{1}{\sigma_S \Phi} + \frac{1}{\sigma_S \Phi - \lambda_S}\left(\frac{\lambda_P}{\sigma_S \Phi} \exp(-\sigma_S \Phi t) - \exp(-\lambda_P t)\right)\right] \tag{9.114}$$

Zatrovanje samarijem definirano je izrazom

$$p_S = \frac{\Sigma_S}{\Sigma_f} = \frac{N_S \sigma_S}{N_u \sigma_f} \tag{9.115}$$

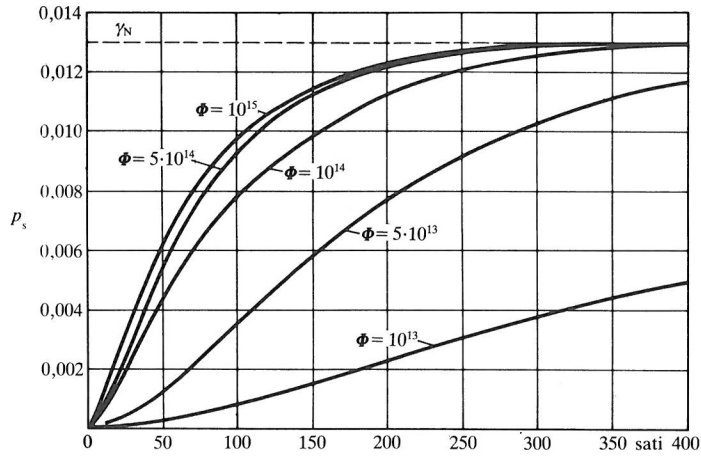
pa se iz (9.114) dobiva

$$p_S = \gamma_N \Phi \left[\frac{1}{\Phi} + \frac{1}{\Phi - \frac{\lambda_P}{\sigma_S}}\left(\frac{\lambda_P}{\sigma_S \Phi} \exp(-\sigma_S \Phi t) - \exp(-\lambda_P t)\right)\right] \tag{9.116}$$

Na sl. 9.37. prikazana je ovisnost zatrovanja samarijem o trajanju pogona reaktora za nekoliko vrijednosti neutronskog toka. Konačno zatrovanje samarijem ne ovisi o neutronskom toku Φ jer za $t \to \infty$ zatrovanje p_S (9.116) dostiže vrijednost

$$p_{S\infty} = \gamma_N \tag{9.117}$$

dakle vrijednost 0,013 (tabl. 9.12). Maksimalno zatrovanje samarijem bit će međutim to prije dostignuto što je neutronski tok veći.



Sl. 9.37. Zatrovanje reaktora samarijem za vrijeme pogona ovisno o trajanju pogona

Nakon obustave rada reaktora broj jezgara samarija raste jer se tada i dalje raspada prometij, a samarij je stabilan. Broj jezgara samarija u reaktoru, ako se pretpostavi da je on bio u pogonu toliko dugo da je postignuto maksimalno zatrovanje samarijem i da je dostignut stabilni broj jezgara prometija, izračunava se iz relacije

$$N_S = \frac{\gamma_N \sigma_f N_u}{\sigma_S} + \frac{\gamma_N \sigma_f N_u \Phi}{\lambda_P} [1 - \exp(-\lambda_P t)] \tag{9.118}$$

Prvi član odgovara broju jezgara samarija koji je nastao za vrijeme pogona, a dobiven je iz (9.114) za $t \to \infty$. Drugi član znači broj jezgara samarija nastalih raspadom prometija, s tim da je broj jezgara prometija u trenutku obustave rada iznosio

$$N_{P\infty} = \frac{\gamma_N \sigma_f N_u \Phi}{\lambda_P} \tag{9.119}$$

Maksimalni će broj jezgara samarija dakle biti

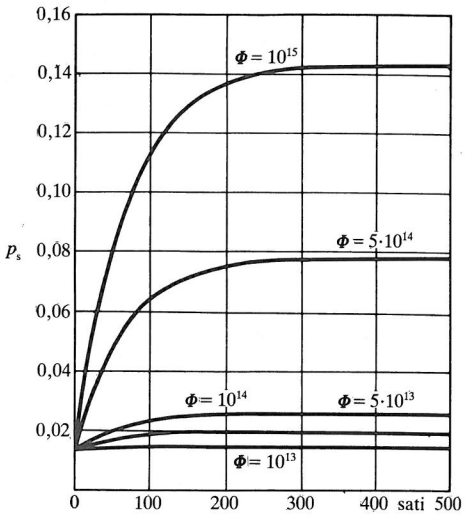
$$N_{S\infty} = \gamma_N \sigma_f N_u \left(\frac{1}{\sigma_S} + \frac{\Phi}{\lambda_P} \right) \tag{9.120}$$

pa je i maksimalno zatrovanje

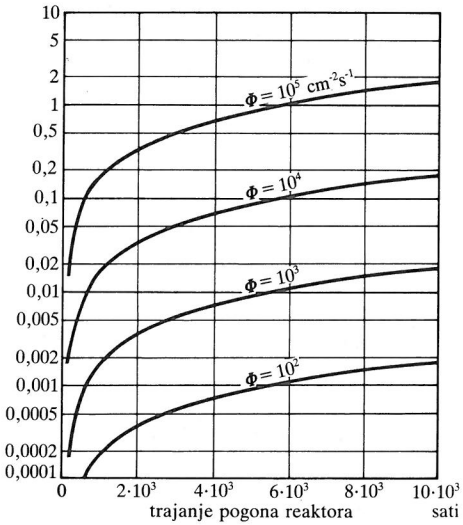
$$p'_{S\infty} = \gamma_N \left(1 + \frac{\sigma_S}{\lambda_P} \Phi \right) \tag{9.121}$$

Slika 9.38. prikazuje porast zatrovanja reaktora samarijem po prekidu rada za nekoliko vrijednosti neutronskog toka. Treba istaknuti da se maksimalno zatrovanje postiže nekoliko dana pošto se obustavi pogon.

Pri ponovnom stavljanju reaktora u pogon uspostavit će se – nakon nekog vremena – stanje koje odgovara graničnoj vrijednosti relacije (9.116), odnosno zatrovanje određeno relacijom (9.117), jer će samarij koji postoji u reaktoru apsorbirati neutrone.



Sl. 9.38. Zatrovanje reaktora samarijem nakon obustave pogona kao funkcija trajanja obustave



Sl. 9.39. Ovisnost zatrovanja stalnim otrovima o trajanju pogona i neutronskom toku

Naravno da i drugi produkti raspada izazivaju zatrovanje reaktora, ali se njihov utjecaj može promatrati zajednički jer su ima presjeci za apsorpciju neutrona relativno maleni ($\sigma_s \approx 50 \cdot 10^{-28}$ m^2). Oni se nazivaju stalni otrovi, pa broj njihovih jezgara iznosi

$$N_s = \gamma_s \sigma_f N_u \Phi t \tag{9.122}$$

a zatrovanje je, analogno relaciji (9.101)

$$p_s = \gamma_s \sigma_s \Phi t \tag{9.123}$$

Može se postaviti da je $\gamma_s \simeq 1$ jer raspadom jedne jezgre goriva nastaju dvije jezgre produkata raspada, ali samo dio jezgara apsorbira neutrone.

Zatrovanje stalnim otrovima raste s tokom neutrona i s vremenom pogona, a na njih prekid rada ne utječe. Ovisnost p_s o toku neutrona i o vremenu pogona prikazana je na sl. 9.39.

4.3. Utjecaj zatrovanja na faktor multiplikacije

Utjecaj zatrovanja u reaktoru može se prikazati pomoću faktora f, koji dolazi u formuli četiriju faktora (9.81), a definiran je relacijom (9.84) za homogeni reaktor. Ta relacija vrijedi za svježi reaktor, dakle onaj u kojemu još nema produkata raspada, pa se tako definirani faktor označuje sa f_0, koji ima vrijednost

$$f_0 = \frac{\Sigma_f + \Sigma_{ag}}{\Sigma_f + \Sigma_{ag} + \Sigma_{am}} \tag{9.124}$$

Pritom je Σ_f makroskopski udarni presjek raspada goriva, Σ_{ag} makroskopski udarni presjek apsorpcije u gorivu, a Σ_{am} je makroskopski udarni presjek apsorpcije u moderatoru. Ako je reaktor zatrovan, mijenja se vrijednost faktora f, pa iznosi

$$f = \frac{\Sigma_f + \Sigma_{ag}}{\Sigma_f + \Sigma_{ag} + \Sigma_{am} + \Sigma_{ap}} \tag{9.125}$$

gdje je Σ_{ap} makroskopski udarni presjek otrova raspada.

Ako se promatra reaktor beskonačnih dimenzija, može se za reaktivnost koja odgovara zatrovanju postaviti

$$\varrho_p = \frac{k_\infty - k_{\infty 0}}{k_\infty} \tag{9.126}$$

Tu je $k_{\infty 0}$ faktor multiplikacije za svježi reaktor, a k_∞ za zatrovani reaktor. Uvrštavanjem (9.81) i uzevši u obzir f i f_0, dobiva se

$$\varrho_p = \frac{\varepsilon p f \eta - \varepsilon p f_0 \eta}{\varepsilon p f \eta} = \frac{f - f_0}{f} \tag{9.127}$$

Uvrste li se zatim vrijednosti iz (9.124) i (9.125) za reaktivnost koja odgovara zatrovanju, izlazi

$$\varrho_p = -\frac{\Sigma_{ap}}{\Sigma_f + \Sigma_{ag} + \Sigma_{am}} \tag{9.128}$$

Tako definirana reaktivnost ima negativni predznak jer se smanjuje faktor multiplikacije.

Da se dođe do veze između reaktivnosti ϱ_p koja odgovara zatrovanju i zatrovanja p_z (indeks z je opći indeks za zatrovanje), zgodno je desnu stranu relacije (9.128) pomnožiti sa

$$\frac{(\Sigma_f + \Sigma_{ag})\,\Sigma_f}{(\Sigma_f + \Sigma_{ag})\,\Sigma_f} \tag{9.129}$$

pa (9.128) ima oblik

$$\varrho_p = -\frac{\Sigma_{ap}}{\Sigma_f} \frac{\Sigma_f + \Sigma_{ag}}{\Sigma_f + \Sigma_{ag} + \Sigma_{am}} \frac{\Sigma_f}{\Sigma_f + \Sigma_{ag}} \tag{9.130}$$

Budući da je $\Sigma_{ap}/\Sigma_f = p_z$ prema (9.101), drugi je član jednak f_0 (9.124), a treći član odgovara omjeru η/ν (9.63), izraz (9.130) glasi

$$\varrho_p = -p_z f_0 \frac{\eta}{\nu} \tag{9.131}$$

Uvrštavanjem u (9.126) dobiva se odnos između faktora multiplikacije zatrovanog i svježeg reaktora

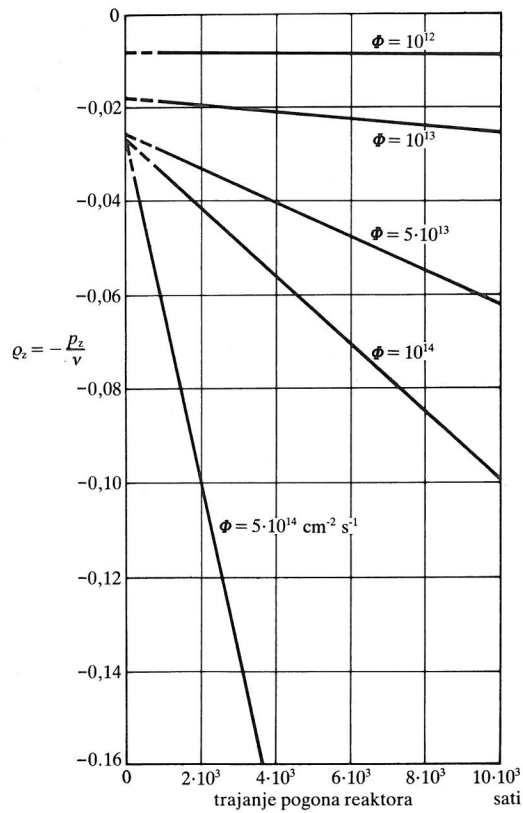
$$k_\infty = \frac{k_{\infty 0}}{1 + p_z f_0 \dfrac{\eta}{\nu}} \tag{9.132}$$

Za reaktore s prirodnim i maloobogaćenim uranom može se postaviti da je $f_0\,\eta \approx 1$, pa će biti

$$k_\infty = \frac{k_{\infty 0}}{1 + \frac{p_z}{\nu}} \tag{9.133}$$

Na analogan način mogla bi se naći relacija koja vrijedi za heterogeni reaktor, ali bi trebalo uzeti u obzir da je iznos toka različit u gorivu i moderatoru. Izvedeni izrazi međutim vrijede približno i za heterogeni reaktor.

Ako se računa da je $\nu = 2{,}5$ te ako se zanemari promjena trovanja ksenonom i samarijem u početku pogona, dakle računa li se sa $p_{x\infty}$ (9.103) i $p_{s\infty}$ (9.117), može se odrediti omjer p_z/ν, što približno odgovara vrijednosti ϱ_p, koja je ovisna o trajanju pogona računajući od stanja svježeg reaktora. Ta je ovisnost prikazana na sl. 9.40. za nekoliko vrijednosti neutronskog toka Φ. Da bi se uzeli u obzir



Sl. 9.40. Smanjenje reaktivnosti reaktora kao posljedica zatrovanja

utjecaji svih zatrovanja, potrebno je umjesto p_z u (9.133) uvrstiti zbroj $p_{x\infty}$, $p_{s\infty}$ i p_s (9.123). Vidi se velik utjecaj toka Φ jer o njemu ovisi u prvom redu količina stalnih otrova, koji, jednom nastali u reaktoru, u njemu ostaju.

4.4. Utjecaj utroška nuklearnog goriva

U reaktoru s prirodnim ili maloobogaćenim uranom istodobno s utroškom nuklearnog goriva nastaju i jezgre plutonija, pa se tada zajedno razmatraju utjecaji tih dvaju goriva. Da bi se eliminirao utjecaj novonastalog goriva, najprije će se razmatrati reaktor s visokoobogaćenim uranom. Tada se može pretpostaviti da utrošak goriva utječe samo na faktor f, a za faktore koji dolaze u relaciji (9.81) može se postaviti $\varepsilon = 1$, $p = 1$ i $\eta = \text{konst}$. Faktori ε i p imaju vrijednost 1 jer je u gorivu mala količina U-238, a η se praktički ne mijenja s utroškom goriva jer ovisi o omjeru udarnih presjeka (9.64). Promjena reaktivnosti zbog utroška goriva (ϱ_g), kao i zbog zatrovanja, može se prikazati relacijom

$$\varrho_g = \frac{f - f_0}{f} \tag{9.134}$$

Kad je riječ o homogenom reaktoru, može se postaviti da je

$$f_0 = \frac{\Sigma_{f0} + \Sigma_{ag0}}{\Sigma_{f0} + \Sigma_{ag0} + \Sigma_{am}} \tag{9.135}$$

$$f = \frac{\Sigma_f + \Sigma_{ag}}{\Sigma_f + \Sigma_{ag} + \Sigma_{am}} \tag{9.136}$$

gdje se indeks 0 odnosi na svježe gorivo. Ako se vrijednosti za f i f_0 uvrste u (9.134), dobiva se

$$\varrho_g = 1 - f_0 \frac{\Sigma_f + \Sigma_{ag} + \Sigma_{am}}{\Sigma_f + \Sigma_{am}} \tag{9.137}$$

Iz (9.135) može se odrediti Σ_{am}, pa nakon uvrštavanja u (9.137) i skraćivanja bit će

$$\varrho_g = (1 - f_0)\left(1 - \frac{\Sigma_{f0} + \Sigma_{ag0}}{\Sigma_f + \Sigma_{ag}}\right) \tag{9.138}$$

Uzevši u obzir relaciju (9.16), konačno se dobiva

$$\varrho_g = (1 - f_0)\left(1 - \frac{N_{u0}}{N_u}\right) \tag{9.139}$$

gdje je N_{u0} broj jezgara goriva po jedinici obujma svježeg reaktora, a N_u broj jezgara goriva reaktora koji već radi.

Utrošak goriva u jedinici vremena proporcionalan je toku neutrona u promatranom momentu $\Phi(t)$, broju jezgara nuklearnog goriva N_u i zbroju udarnog presjeka raspada i apsorpcije ($\sigma_f + \sigma_{ag}$), pa je

$$\frac{dN_u}{dt} = -\Phi(t)\, N_u\, (\sigma_f + \sigma_{ag}) \tag{9.140}$$

Pretpostavi li se da reaktor radi konstantnom snagom, u svakom trenutku mora biti zadovoljena jednadžba

$$P_s = \Phi(t)\, N_u\, \sigma_f\, W_f \tag{9.141}$$

gdje je W_f energija raspada jedne jezgre ($3{,}20 \cdot 10^{-11}$ Ws, 5.2. trećeg poglavlja), a P_s je specifična snaga u W po jedinici volumena reaktora. Ako se iz (9.141) odredi $\Phi(t)$ i uvrsti u (9.140), za utrošak goriva izlazi

$$\frac{dN_u}{dt} = -\left(1 + \frac{\sigma_{ag}}{\sigma_f}\right)\frac{P_s}{W_f} \tag{9.142}$$

pa se nakon integriranja, uz uvjet da je $N_u = N_{u0}$ za $t = 0$, dobiva

$$N_u = N_{u0} - \left(1 + \frac{\sigma_{ag}}{\sigma_f}\right)\frac{P_s}{W_f}t \tag{9.143}$$

Nakon uvrštavanja N_u iz (9.143) u (9.139) i nakon sređivanja, utjecaj utroška goriva na reaktivnost iznosi

$$\varrho_g = -(1 - f_0)\frac{P_s t}{N_{u0} W_f \dfrac{\sigma_f}{\sigma_f + \sigma_{ag}} - P_s t} \tag{9.144}$$

Koristeći se relacijom (9.17), koja daje gustoću atoma, može se postaviti da je

$$N_{u0} = \frac{N_a}{m_g}\varrho = \frac{N_a}{m_g}\frac{M}{V} \tag{9.145}$$

gdje je N_a Avogadrov broj ($6{,}025 \cdot 10^{23}$ atoma po molu), m_g maseni broj za U-235, $m_g = 235$, ϱ je gustoća urana ($\varrho = 18{,}9\,\text{g/cm}^3$), M je masa goriva u g, a V je volumen u cm^3. Ako se brojnik i nazivnik pomnože volumenom V, brojnik i drugi član u nazivniku izražavaju proizvedenu toplinsku energiju W_r u W_s, pa se relacija (9.144) može napisati u obliku

$$\varrho_g = -(1 - f_0)\frac{W_r}{\dfrac{N_a}{m_g} M W_f \dfrac{\sigma_f}{\sigma_f + \sigma_{ag}} - W_r} \tag{9.146}$$

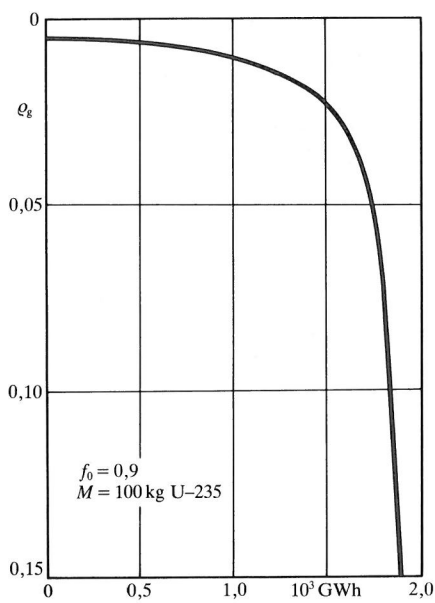
Uvrštavanjem vrijednosti dobiva se

$$\varrho_g = -(1 - f_o)\frac{W_r}{1{,}94 \cdot 10^4 M - W_r} \tag{9.147}$$

gdje je M masa U-235 u kg, a W_r toplinska energija u MWh.

Na sl. 9.41. prikazana je promjena reaktivnosti ϱ_g ovisno o utrošku goriva, odnosno o proizvodnji topline u reaktoru uz pretpostavku da je $f_o = 0{,}9$ i da je $M = 100$ kg.

Reaktor sa svježim gorivom ima ugrađeni višak reaktivnosti ϱ_s, koja se može kompenzirati apsorpcijskim štapovima (kontrolnim štapovima od bora ili kadmija), kako je navedeno u 4.1. ovog poglavlja. U trenutku stavljanja u pogon reaktora kontrolni su štapovi uvučeni u njegovu jezgru da bi se kompenzirao višak reaktivnosti i da bi reaktor proizvodio konstantnu snagu. U svakom trenutku, dakle, mora biti faktor multiplikacije jednak jedinici ($k = 1$). Ako se promatra,



Sl. 9.41. Promjena reaktivnosti ϱ_s ovisno o proizvodnji topline u reaktoru

jednostavnosti radi, reaktor u kojemu je čisto nuklearno gorivo (npr. čisti U-235) i ako je on velikih dimenzija ($\lambda_b = 1$ i $\lambda_s = 1$), faktor se multiplikacije može napisati u obliku

$$k = k_\infty = \eta f = 1 \tag{9.148}$$

jer je $\varepsilon = 1$ i $p = 1$ (9.81) zbog toga što u reaktoru nema U-238. Uzevši u obzir utjecaj makroskopskih udarnih presjeka goriva ($\Sigma_f + \Sigma_{ag}$), moderatora (Σ_{am}), zatrovanja (Σ_{ap}) i kontrolnih štapova (Σ_c), relacija (9.148) glasi

$$\frac{\eta\,[\Sigma_f(t) + \Sigma_{ag}(t)]}{\Sigma_f(t) + \Sigma_{ag}(t) + \Sigma_{am} + \Sigma_{ap}(t) + \Sigma_c(t)} = 1 \tag{9.149}$$

Svi makroskopski udarni presjeci – osim udarnog presjeka moderatora – ovise o trajanju pogona reaktora jer se smanjuje broj jezgara goriva, jer se povećava broj jezgara otrova i jer se mijenja položaj kontrolnih štapova. Da se održi reaktor u stanju kritičnosti, mora makroskopski udarni presjek kontrolnih štapova imati vrijednost koja se može odrediti iz (9.149), pa je

$$\Sigma_c(t) = (\eta - 1)\,[\Sigma_f(t) + \Sigma_{ag}(t)] - \Sigma_{am} - \Sigma_{ap}(t) \tag{9.150}$$

Udarni presjek kontrolnih štapova mora se s vremenom smanjivati jer opada vrijednost prvog člana na desnoj strani relacije (9.150) zbog utroška goriva i jer raste vrijednost trećeg člana zbog zatrovanja reaktora. Kada postane $\Sigma_c(t) = 0$, znači da je iskorišten sav višak reaktivnosti, te da se više ne može održavati lančana reakcija s gorivom u reaktoru, koje je istrošeno i zatrovano. Vrijeme T, koje je moguće tada odrediti, znači vijek trajanja punjenja goriva.

Budući da se pretpostavlja kako snaga reaktora i broj raspada jezgara goriva moraju biti konstantni, vrijedit će

$$\Phi(t)\,\sigma_f N_u(t) = \text{konst.} \tag{9.151}$$

odnosno

$$\Phi(t)\,\sigma_f N_u(t)\,W_f = P_s = \text{konst.} \tag{9.152}$$

Pritom je $\Phi(t)$ tok neutrona, a $N_u(t)$ broj jezgara goriva u jedinici obujma u momentu t. Uzevši u obzir odnos (9.16), može se postaviti

$$\Phi(t)\,\Sigma_f(t) = \frac{P_s}{W_f} = \text{konst.} \tag{9.153}$$

Prema tome mora biti i

$$\Phi(t)\,\Sigma_f(t) = \Phi(0)\,E_f(0) = \frac{P_s}{W_f} \tag{9.154}$$

Uzme li se u obzir relacija (9.143), pa se u nju uvrsti vrijednost iz (9.154), za broj jezgara goriva u trenutku t dobiva se

$$N_u = N_{u0}\,[1 - (\sigma_f + \sigma_{ag})\,\Phi(0)\,t] \tag{9.155}$$

Množenjem (9.155) udarnim presjekom $\sigma_f + \sigma_{ag}$, dobivaju se izrazi kojima su određeni makroskopski presjeci kao funkcija pogona reaktora

$$\Sigma_f(t) = \Sigma_f(0)\,[1 - (\sigma_f + \sigma_{ag})\,\Phi(0)\,t] \tag{9.156}$$

$$\Sigma_f(t) + \Sigma_{ag}(t) = [\Sigma_f(0) + \Sigma_{ag}(0)]\,[1 - (\sigma_f + \sigma_{ag})\,\Phi(0)\,t] \tag{9.157}$$

Ako se vrijednosti za $\Sigma_f(t)$ iz (9.156) uvrste u (9.154), za ovisnost toka neutrona o vremenu dobiva se

$$\Phi(t) = \frac{\Phi(0)}{1 - (\sigma_f + \sigma_{ag}) \cdot \Phi(0) \cdot t} \tag{9.158}$$

Da bi se odredio utjecaj zatrovanja, treba računati da je stanje ksenona i samarija stabilizirano. Makroskopski udarni presjek ksenona dobiva se iz (9.100) uz $t \to \infty$ ako se pomnoži lijeva i desna strana sa σ_x te se uzme u obzir da je $\Sigma_f = \sigma_f N_u$. Makroskopski udarni presjek samarija izračunava se analogno tome iz (9.114), a udarni presjek stalnih otrova iz (9.122). Prema tome, ukupni makroskopski udarni presjek zatrovanja iznosi

$$\Sigma_{ap}(t) = \frac{\Sigma_f(0) \cdot \Phi(0) \cdot (\gamma_x + \gamma_i)}{\frac{\lambda_x}{\sigma_x} + \Phi(t)} + \Sigma_f(0) \cdot \gamma_N + \sigma_s\,\gamma_s\,\Sigma_f(0) \cdot \Phi(0) \cdot t \tag{9.159}$$

Sada je moguće riješiti jednadžbu (9.150) uz $\Sigma_c(T)$, gdje je T moguće trajanje pogona reaktora s konstantnom snagom. U tu svrhu treba u (9.150) uvrstiti (9.157) i (9.159), uzevši pritom u obzir i (9.158). Dobiva se kvadratna jednadžba sa T kao nepoznanicom.

4.5. Utjecaj proizvodnje novog goriva

Ako se u reaktoru osim jezgara U-235 nalaze i jezgre U-238, one apsorbiraju neutrone i nastaje plutonij Pu-239 prema relaciji (3.7) u trećem poglavlju. Nastanak atoma plutonija karakteriziran je faktorom konverzije, definiranim kao omjerom između broja jezgara umjetnoga nuklearnog goriva (u ovom slučaju Pu-239) i broja raspadnutih jezgara. Apsorpcija neutrona može se dogoditi kad neutron ima veće brzine, pogotovo one što odgovaraju rezonantnim udarnim presjecima U-238 (sl. 9.17), koji mogu postići vrijednosti i više od $1\,000 \cdot 10^{-28}$ m^2, ali rezonancija je moguća i za neutrone pri termičkim brzinama. Zbog toga se faktor konverzije obično dijeli na dio koji odgovara zonama rezonancije (C_r) i termičkim brzinama neutrona (C_t), pa je ukupni faktor konverzije

$$C = C_r + C_t \tag{9.160}$$

Svakom apsorpcijom neutrona u U-235 nastaje η novih neutrona, ili $\varepsilon\,\eta$ novih neutrona uzme li se u obzir raspad U-238 djelovanjem brzih neutrona. Od tih neutrona neće pobjeći iz reaktora $\varepsilon\,\eta\,\lambda_b$ neutrona, a U-238 će u rezonantnim područjima apsorbirati $\varepsilon\,\eta\,\lambda_b\,(1-p)$ neutrona. To je upravo broj jezgara novog goriva nastaloga raspadom jezgara U-235, pa je

$$C_r = \varepsilon\,\eta\,\lambda_b\,(1-p) \tag{9.161}$$

U području termičkih neutrona faktor konverzije može se izračunati kao omjer između makroskopskoga udarnog presjeka apsorpcije U-238 i zbroja makroskopskih udarnih presjeka raspada i apsorpcije U-235, iz čega izlazi

$$C_t = \frac{\Sigma_{a238}}{\Sigma_{f235} + \Sigma_{a235}} \tag{9.162}$$

ili

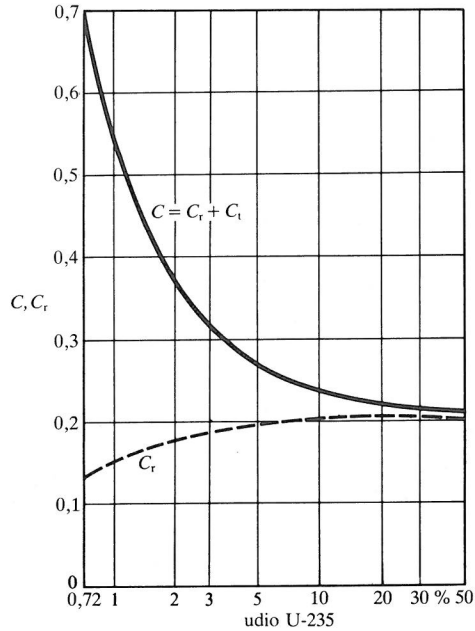
$$C_t = \frac{\sigma_{a238}\,N_{238}}{(\sigma_{f235} + \sigma_{a235})\,N_{235}} \tag{9.163}$$

Za približne proračune može se postaviti da je $\varepsilon\,\lambda_b \approx 1$, a $1-p = 0{,}1$, pa je $C_r = 0{,}1\,\eta$. Ako se za udarne presjeke apsorpcije uzmu podaci iz tabl. 9.9, može se (sl. 9.42) prikazati ovisnost faktora konverzije o obogaćenju urana.

Faktor konverzije međutim, nije konstantan jer ovisi o broju jezgara U-235 i o broju jezgara Pu-239, koje se također raspadaju, ali apsorbiraju neutrone. Apsorpcijom nastaje novi izotop plutonija Pu-240. Taj se izotop ne može raspasti jer mu je udarni presjek jednak nuli, ali može apsorbirati neutron, pa nastaje Pu-241, s vrlo visokim udarnim presjekom raspada (tabl. 9.13). Osim toga, Pu-241 može apsorbirati neutrone i dati Pu-242, koji se apsorpcijom dalje pretvara u Pu-243. Svi podaci u tabl. 9.14. odnose se na termičke neutrone.

Prema tome, u reaktoru U-238 apsorbira neutrone stvarajući nove izotope, koji se mogu raspasti (Pu-239 i Pu-241) djelovanjem neutrona, ali mogu apsorbirati neutrone bez raspada (Pu-239, Pu-240, Pu-242). Nastanak novih jezgara posljedica je pogona reaktora, pa se s vremenom mijenja i iz tih razloga faktor multiplikacije

Sl. 9.42. Faktor konverzije C ovisno o udjelu U-235 u smjesi U-235 i U-239



Tabl. 9.13. Izotopi plutonija nastali apsorpcijom neutrona

Izotop	Udarni presjek raspada 10^{-28} m^2	Presjek apsorpcije 10^{-28} m^2	Novi izotop nakon apsorpcije	Vrijeme poluraspada novog izotopa
Pu-239	742	268	Pu-240	$6{,}6 \cdot 10^3$ godina
Pu-240	–	295	Pu-241	13,2 godine
Pu-241	1009	382	Pu-242	$3{,}7 \cdot 10^5$ godina
Pu-242	–	18,6	Pu-243	5 sati

Tabl. 9.14. Relativna koncentracija U-235 i izotopa plutonija ovisno o stupnju izgaranja

Izgaranje 10^{-25} m^2	U-235	Pu-239	Pu-240	Pu-241	Pu-242
0	1,0000	0	0	0	0
0,2	0,8713	0,0951	0,0025	0,0002	0,0000
0,5	0,6614	0,2356	0,0168	0,0039	0,0002
1,0	0,5021	0,3282	0,0352	0,0129	0,0015
1,5	0,3558	0,4003	0,0564	0,0286	0,0053
2,0	0,2521	0,4420	0,0731	0,0451	0,0122

reaktora (9.81). Te promjene u sastavu goriva u prvom redu mijenjaju faktor multiplikacije u gorivu η, koji se za smjesu goriva može odrediti iz izraza

$$\eta = \frac{\Sigma N_i \sigma_{fi} \gamma_i}{\Sigma N_i \sigma_{fi} + \Sigma N_i \sigma_{ai}} \tag{9.164}$$

Osim toga mijenja se faktor f jer on ovisi o sastavu goriva. Za heterogeni reaktor faktor f može se izračunati iz relacije

$$f = \frac{\Phi_g \Sigma N_i (\sigma_{fi} + \sigma_{ai})}{\Phi_g \Sigma N_i (\sigma_{fi} + \sigma_{ai}) \Phi_m N_m \sigma_{am}} \tag{9.165}$$

Tu se indeks i odnosi na vrste nuklearnog goriva (svi izotopi urana i plutonija), Φ_g je tok neutrona u gorivu, a Φ_m tok neutrona u moderatoru. Za homogeni reaktor vrijedi $\Phi_g = \Phi_m$. Faktori ε i p ne mijenjaju se znatnije jer ovise o koncentraciji U-238, koja se – zbog velikog udjela U-238 – znatno sporije mijenja nego koncentracija U-235. Faktor p ovisi također o koncentraciji moderatora, koja se još polaganije mijenja.

Da bi se odredila promjena faktorâ η i f, potrebno je izračunati promjene broja jezgara svih izotopa koji utječu na spomenute faktore. Obično se, međutim, zanemaruje utjecaj nekih izotopa, jer je on malen (mala koncentracija, kratko vrijeme poluraspada i niske vrijednosti udarnog presjeka). Ako se želi dobiti dovoljna točnost, valja u razmatranje uključiti utrošak U-235, te nastanak i potrošak Pu-239, Pu-240, Pu-241 i Pu-242. Utrošak U-238 može se zanemariti zbog male promjene koncentracije. Osim toga, pretpostavlja se da iz U-238 neposredno nastaje Pu-239 zbog kratkog vremena poluraspada međuprodukata.

Ako se pretpostavi da nema bijega neutrona iz reaktora, za promjenu broja jezgara U-235 u jedinici volumena reaktora (N) može se postaviti relacija

$$\frac{dN_{235}}{dt} = -(\sigma_{f235} + \sigma_{a235}) N_{235} \Phi \tag{9.166}$$

gdje indeks 235 označuje da je riječ o U-235. Desna strana pokazuje utrošak U-235 zbog raspada i apsorpcije.

Promjena broja jezgara Pu-239 može se prikazati relacijom

$$\frac{dN_{239}}{dt} = \sigma_{a238} N_{238} \Phi - (\sigma_{f239} + \sigma_{a239}) N_{239} \Phi + (\nu_{235} \sigma_{f235} N_{235} +$$

$$+ \nu_{239} \sigma_{f239} N_{239} + \nu_{241} \sigma_{f241} N_{241}) \varepsilon (1 - p) \Phi \tag{9.167}$$

gdje indeksi znače izotope urana i plutonija. Prvi je član u relaciji (9.167) broj jezgara Pu-239 nastalih apsorpcijom termičkih neutrona u U-238, a drugi član odgovara smanjenju broja jezgara Pu-239 zbog njihova raspada i apsorpcije neutrona u Pu-239, čime nastaje Pu-240. Izraz u zagradi (treći član) označuje broj neutrona koji nastaju raspadom jezgara U-235, Pu-239 i Pu-241. Ako se izraz u zagradi pomnoži produktom $\varepsilon(1-p)$, dobiva se broj neutrona koje je apsorbirao U-238 u područjima energija neutrona koji odgovaraju rezonantnim udarnim presjecima U-238. Množenjem sa ε uzet je u obzir broj neutrona nastao raspadom U-238, koji se počinju usporavati, a razlikom $1-p$ dio neutrona apsorbiran u U-238. Računa li se s konačnim dimenzijama reaktora, treba još treći član pomnožiti sa λ_b.

Promjena broja jezgara Pu-240 može se odrediti iz relacije

$$\frac{dN_{240}}{dt} = (\sigma_{a239} N_{239} - \sigma_{a240} N_{240}) \Phi \tag{9.168}$$

a za promjenu broja jezgara Pu-241 vrijedi

$$\frac{\mathrm{d}N_{241}}{\mathrm{d}t} = [\sigma_{a240} N_{240} - (\sigma_{f241} + \sigma_{a241}) N_{241}] \Phi \tag{9.169}$$

Prvi član u (9.168) pokazuje nastanak Pu-240 od Pu-239, a prvi član u (9.169) nastajanje Pu-241 od Pu-240. Drugi članovi znače smanjenje broja jezgara Pu-240 i Pu-241 zbog apsorpcije neutrona i zbog raspada, što, dakako, dolazi u obzir samo za Pu-241 jer je $\sigma_{f240} = 0$.

Za promjenu broja jezgara Pu-242 vrijedi analogna relacija kao za Pu-240, pa je

$$\frac{\mathrm{d}N_{242}}{\mathrm{d}t} = (\sigma_{a241} N_{241} - \sigma_{a242} N_{242}) \Phi \tag{9.170}$$

Računa li se da snaga reaktora mora ostati konstantna, kao što je to učinjeno kad je razmatran utjecaj utroška goriva (4.4. ovog poglavlja), potrebno je postaviti relaciju analognu jednadžbi (9.141), koja se za više vrsta nuklearnog goriva može napisati u obliku

$$P_s = \Phi(t) \, (\sigma_{235} N_{235} + \sigma_{239} N_{239} + \sigma_{241} N_{241}) \, W_f \tag{9.171}$$

Uvrštavanjem vrijednosti $\Phi(t)$ umjesto Φ u relacije od (9.166) do (9.170) dobiva se sistem jednadžbi kojih rješenje daje promjenu broja jezgara pojedinih izotopa i njihovu koncentraciju.

U tabl. 9.14. prikazana je ovisnost relativne koncentracije U-235 i izotopâ plutonija o opterećenju i trajanju opterećenja reaktora, što odgovara količini toplinske energije proizvedene u reaktoru. Ta količina topline proporcionalna je integralu

$$\int \Phi \, \mathrm{d}t \tag{9.172}$$

Dimenzija je integrala broj neutrona po m^2 jer tok ima dimenziju $m^{-2} s^{-1}$, a vrijeme s, pa se vrijednost integrala može nazvati izgaranje goriva po $10^{-28} m^2$, ili – što je češće – izgaranje (broj neutrona) po 10^{-25} m^2.

Znajući koncentraciju pojedinih izotopa može se naći vrijednost η (9.164) i f (9.165), a pomoću njih i reaktivnost reaktora koja odgovara izgaranju i konverziji goriva. Ta se reaktivnost određuje prema izrazu

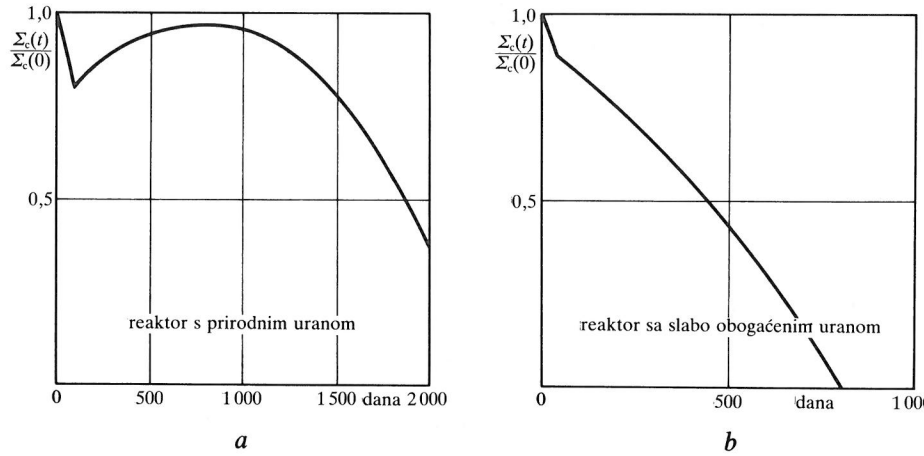
$$\varrho_{gc} = \frac{\eta f - \eta_0 f_0}{\eta f} \tag{9.173}$$

jer se ε i p mogu smatrati konstantnima. U (9.173) indeks 0 vrijedi za svježe gorivo.

Da se odredi vrijeme T koje je trajanje jednog punjenja gorivom, može se postupiti na način opisan u 4.4. ovog poglavlja, polazeći od relacije za $k_\infty = \varepsilon p f \eta = 1$, a uz $\varepsilon = \text{konst.}$ i $p = \text{konst.}$ Za η (9.164) valja uvrstiti brojeve jezgara kao funkcije vremena, koje se dobivaju iz rješavanja jednadžbi od (9.166) do (9.170). To vrijedi i za faktor f (9.165), ali s tim da u brojnik treba unijeti i članove s kojima je uzeto u obzir zatrovanje $\Sigma_{ap}(t)$ prema (9.159) i utjecaj kontrolnih štapova $\Sigma_c(t)$. Iz uvjeta da je $\Sigma_c(t) = 0$, dobiva se vrijeme T.

Vrijeme T moguće je odrediti i za reaktor konačnih dimenzija, pri čemu treba uzeti u obzir i faktore λ_b i λ_t.

Na sl. 9.43. prikazana je potrebna promjena makroskopskoga udarnog presjeka kontrolnih štapova $\Sigma_c(t)$ u odnosu prema potrebnim udarnim presjecima kontrolnih štapova za svježi reaktor $\Sigma_c(0)$, kad je taj udarni presjek najveći, jer treba kompenzirati ugrađeni višak faktora multiplikacije. Na sl. 9.43a prikazana je



Sl. 9.43. Potrebni relativni makroskopski udarni presjek kontrolnih štapova ovisno o vremenu trajanja pogona

promjena omjera $\Sigma_c(t)/\Sigma_c(0)$ za reaktor s prirodnim uranom, a na sl. 9.43b za reaktor sa slabo obogaćenim uranom (obogaćenje do 5%). U oba slučaja u početku pogona zbog zatrovanja ksenonom i samarijem omjer $\Sigma_c(t)/\Sigma_c(0)$ naglo opada sve dok se ne stabilizira količina tih otrova. Nakon toga u reaktoru s prirodnim uranom povećava se omjer zbog konverzije goriva, koja je znatno veća u reaktoru s prirodnim uranom nego u onome s obogaćenim uranom (sl. 9.42). Utjecaj plutonija još je povećan jer su udarni presjeci Pu-239 i Pu-241 veći od onih u U-235 (tabl. 9.14. i 9.9). Daljim radom reaktora trošenje goriva i zatrovanje stalnim otrovima prevlada nad utjecajem konverzije, pa omjer postepeno opada. U reaktoru s obogaćenim uranom, nakon brzog opadanja omjera $\Sigma_c(t)/\Sigma_c(0)$ u početku pogona svježeg reaktora, polaganije opada omjer jer uvijek prevladava utjecaj utroška goriva i zatrovanja stalnim otrovima nad utjecajem konverzije, zbog toga što je faktor konverzije malen (sl. 9.42).

4.6. Utjecaj temperature reaktora

U prikazima utjecaja na reaktivnost, koji su dosad razmatrani, nije se uzimala u obzir promjena temperature reaktora. Ako se promatra stacionarno stanje i u relacije se uvedu parametri koji odgovaraju temperaturi reaktora, nikakve korekcije s obzirom na utjecaj temperature nisu potrebne. Radi upravljanja reaktorom, međutim, treba poznavati ovisnosti pojedinih parametara jer se za vrijeme pogona temperatura reaktora mijenja, a naročito za vrijeme stavljanja u pogon i pri promjeni snage.

Kao i ostali utjecaji, i utjecaj temperature prikazuje se promjenom reaktivnosti, pa se temperaturni koeficijent reaktivnosti α_T definira relacijom

$$\alpha_T = \frac{\mathrm{d}\varrho}{\mathrm{d}\vartheta} \tag{9.174}$$

Promjena reaktivnosti u ovisnosti o temperaturi nastaje zbog: a) promjene udarnih presjeka neutronskih reakcija (σ), b) promjene gustoće materijala, a zbog toga i gustoće atomskih jezgara (N), i c) promjene volumena reaktora. Zgodnije je, međutim, temperaturni koeficijent reaktivnosti α_T prikazati pomoću faktora ε, p, f, η, λ_b i λ_t koji dolaze u formuli za određivanje faktora multiplikacije k (9.80). Budući da je veza između ϱ i k izražena relacijom (9.88), dobiva se za α_T (9.174):

$$\alpha_T = \frac{1}{k^2}\frac{\mathrm{d}k}{\mathrm{d}\vartheta} \approx \frac{1}{k}\frac{\mathrm{d}k}{\mathrm{d}\vartheta} \tag{9.175}$$

Drugi izraz može se postaviti jer je $k \approx 1$.

Uzme li se u obzir da je $k = \varepsilon p f \eta \lambda_b \lambda_t$ (9.80), pa ako se pretpostavi da su svi članovi funkcije temperature, nakon deriviranja po temperaturi ϑ i nakon dijeljenja sa k dobiva se

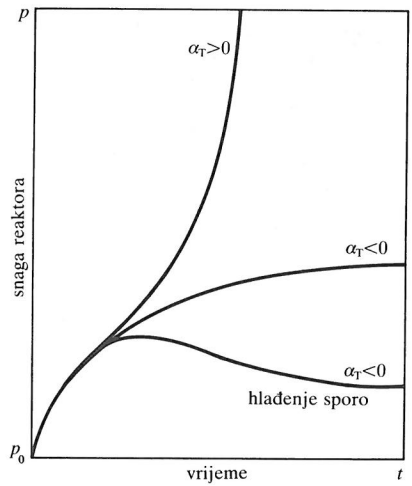
$$\alpha_T = \frac{1}{k}\frac{\mathrm{d}k}{\mathrm{d}T} = \frac{1}{\varepsilon}\frac{\mathrm{d}\varepsilon}{\mathrm{d}\vartheta} + \frac{1}{p}\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}\vartheta} + \frac{1}{f}\frac{\mathrm{d}f}{\mathrm{d}\vartheta} + \frac{1}{\eta}\frac{\mathrm{d}\eta}{\mathrm{d}\vartheta} + \frac{1}{\lambda_b}\frac{\mathrm{d}\lambda_b}{\mathrm{d}\vartheta} + \frac{1}{\lambda_t}\frac{\mathrm{d}\lambda_t}{\mathrm{d}\vartheta} \tag{9.176}$$

pa se temperaturni koeficijent α_T može izračunati kao zbroj temperaturnih koeficijenata pojedinih faktora. Tada je

$$\alpha_T = \alpha(\varepsilon) + \alpha(p) + \alpha(f) + \alpha(\eta) + \alpha(\lambda_b) + \alpha(\lambda_t) \tag{9.177}$$

gdje su $\alpha(\varepsilon)$, $\alpha(p)$, ..., $\alpha(\lambda_t)$ temperaturni koeficijenti ovisni o faktorima $\varepsilon, p, \ldots, \lambda_t$.

Ako je temperaturni koeficijent reaktivnosti α_T pozitivan, porast temperature reaktora izazvat će porast neutronskog toka, a zbog toga i snage reaktora, što dovodi do povišenja temperature itd. Tako nastaje pozitivna povratna veza između viška faktora multiplikacije i temperature, pa ako se višak reaktivnosti ne kompenzira, reaktor će »pobjeći« (sl. 9.44, krivulja $\alpha_T > 0$). Bez obzira na postojanje efikasnoga kontrolnog sistema, takva nestabilnost reaktorskog sistema smatra se nedopustivom. Posebno je opasno ako u reaktorima s krutim gorivom gorivo ima pozitivni temperaturni koeficijent, odnosno ako porast temperature goriva izaziva povećanu reaktivnost. Ta je opasnost uzrokovana činjenicom da



Sl. 9.44. Promjena snage reaktora za različite vrijednosti temperaturnog koeficijenta reaktivnosti α_T

temperatura goriva gotovo trenutno prati promjene snage reaktora, pa se zato uspostavlja vrlo efikasna povratna veza. Temperaturni koeficijent goriva naziva se zbog toga promptnim temperaturnim koeficijentom.

Ako je temperaturni koeficijent negativan, s povećanjem temperature opada reaktivnost reaktora, što čini reaktorski sistem stabilnim.

Na sl. 9.44. prikazan je porast snage reaktora nakon povećanja radne reaktivnosti npr. zbog izvlačenja kontrolnih štapova. Kad je temperaturni koeficijent pozitivan ($\alpha_T>0$), snaga će sve brže rasti, a za slučaj negativnoga temperaturnog koeficijenta ($\alpha_T<0$) ona će se povećavati, ali uz povišenje temperature rast će negativni temperaturni koeficijent reaktivnosti. Kad se promjena reaktivnosti zbog povećanja temperature izjednači s rastom radne reaktivnosti, bit će postignut faktor multiplikacije $k=1$, pa će reaktor doći u stacionarno stanje. Ako je, međutim, $\alpha_T<0$ i ako odvod topline nije dovoljno brz, temperatura može toliko porasti da faktor multiplikacije postane i manji od jedinice. Tada će snaga reaktora opadati sve dotle dok, zbog sniženja temperature, ponovno ne poraste faktor multiplikacije na $k=1$, kad se uspostavlja uravnoteženo stanje.

Utjecaj temperature na faktor ε vrlo je malen, pa se za homogene reaktore može potpuno zanemariti. U heterogenim reaktorima može se očekivati stanovit utjecaj, također malen. On je posljedica promjene gustoće goriva (negativan utjecaj) i promjene rasporeda toka u reaktoru (pozitivan utjecaj).

Faktor multiplikacije u gorivu η ovisi o temperaturi (tabl. 9.11), pa će temperaturni koeficijent za η imati određene vrijednosti: za U-235 iznosi oko $3\cdot10^{-5}$ po °C, za Pu-239 oko $-5\cdot10^{-5}$, za U-233 oko $+4\cdot10^{5}$, a za prirodni uran oko $-1\cdot10^{-4}$ po °C.

Kad bi udarni presjeci apsorpcije goriva i moderatora bili proporcionalni recipročnoj brzini neutrona ($1/v$), a brzina ovisi o temperaturi, faktor f bio bi neovisan o temperaturi jer se ni omjer broja jezgara goriva i moderatora ne mijenja. To proizlazi iz relacije (9.84) uzme li se u obzir relacija (9.16). Taj

međusobni odnos brzine i udarnog presjeka vrijedi za moderator, ali nije potpuno zadovoljen za gorivo, pa se može očekivati ovisnost faktora f o temperaturi. Detaljnijom analizom dolazi se do zaključka da je temperaturni koeficijent koji odgovara faktoru f uvijek pozitivan.

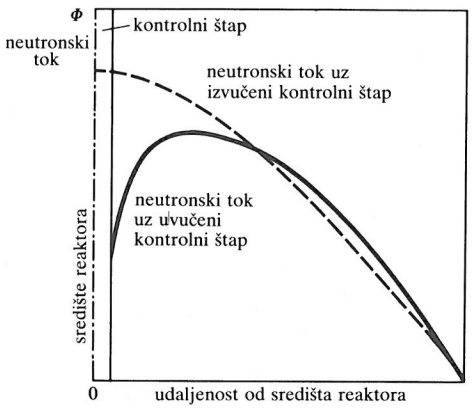
Temperatura utječe na faktor p zbog djelovanja tzv. nuklearnoga Dopplerova efekta, prema kojemu se zbog povećane brzine neutrona i jezgara pri rastu temperature materijala povećava širina zone rezonancije uz istodobno smanjenje udarnog presjeka U-238 (sl. 9.17). Posljedica je toga efekta povećana apsorpcija neutrona onih energija koje odgovaraju rezonanciji, a zbog toga i smanjen faktor p, što dovodi do negativnoga temperaturnog koeficijenta ovisnoga o faktoru p. Mala koncentracija goriva u homogenim reaktorima čini utjecaj tog efekta zanemarivim. U heterogenim reaktorima taj je utjecaj znatan zbog promptnoga temperaturnog koeficijenta goriva.

Temperaturni koeficijenti $\alpha(\lambda_b)$ i $\alpha(\lambda_t)$ najčešće su negativni.

Ukupni temperaturni koeficijent reaktora α_T kreće se obično u granicama od -10^{-5}/°C do -10^{-3}/°C.

5. Osnove regulacije reaktora

Ako je reaktor u stacionarnom pogonu, faktor multiplikacije iznosi $k = 1$. Izvlačenje kontrolnih štapova utječe na smanjenje njihova udarnog presjeka apsorpcije, pa će se povećati tok neutrona u reaktoru. Na sl. 9.45. prikazan je



Sl. 9.45. Radijalna raspodjela neutronskog toka uz centralni kontrolni štap

utjecaj kontrolnog štapa na raspodjelu toka u reaktoru uz pretpostavku da se kontrolni štap nalazi u središtu reaktora. Izvlačenje kontrolnih štapova poremetit će stacionarno stanje, što će rezultirati povećanim brojem neutrona prema izrazu

$$\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}t} = \frac{1}{v}\frac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}t} \tag{9.178}$$

gdje je n broj neutrona po cm^3, t vrijeme u sekundama, v brzina neutrona (za termičke neutrone $2{,}2 \cdot 10^5$ cm s), a Φ je neutronski tok (neutrona po cm^2 i sekundi). Ako se računa da se promjena položaja kontrolnih štapova dogodila trenutno i ako je u $t = 0$ bilo n neutrona po cm^3, nakon prve generacije neutrona bit će kn neutrona po cm^3, što odgovara definiciji faktora multiplikacije (9.10). Prema tome, prirast broja neutrona po generaciji iznosi

$$n\,(k-1) = n\,\Delta k \tag{9.179}$$

gdje je Δk višak faktora multiplikacije (9.87).

Da bi se odredio prirast broja neutrona u sekundi, potrebno je znati trajanje jedne generacije neutrona, dakle vrijeme od izlaska neutrona iz raspadnute jezgre do početka idućeg raspada. Pri određivanju tog vremena može se zanemariti vrijeme od prodora neutrona u jezgru do njezina raspada jer ono iznosi samo oko 10^{-14} s. Osim toga može se zanemariti vrijeme usporavanja neutrona, dakle vrijeme od nastanka do postizanja termičke brzine, jer je ono znatno kraće od vremena koje protekne od postizanja termičke brzine do apsorpcije. To se vrijeme (t_n) može odrediti iz duljine slobodnog puta neutrona (9.18) i termičke brzine neutrona prema relaciji

$$t_n = \frac{l_a}{v} \tag{9.180}$$

gdje je l_a duljina slobodnog puta do apsorpcije. Uzevši u obzir relaciju (9.18) vrijeme trajanja jedne generacije neutrona izračunava se prema izrazu

$$t_n = \frac{1}{v \Sigma_a} \tag{9.181}$$

gdje je Σ_a makroskopski udarni presjek apsorpcije reaktora. Pri određivanju Σ_a valja uzeti u obzir sve materijale u reaktoru, pa Σ_a odrediti kao sumu produkata prosječnog broja jezgara po jedinici volumena i udarnog presjeka apsorpcije i raspada. Ako npr. u jedinici volumena jezgre reaktora ima N_{235} jezgara U-235, N_{238} jezgara U-238 u N_m jezgara moderatora, makroskopski udarni presjek reaktorske jezgre iznosi

$$\Sigma_a = N_{235} (\sigma_{f235} + \sigma_{a235}) + N_{238}\, \sigma_{a238} + N_m\, \sigma_{am} \tag{9.182}$$

Prema tome, trajanje jedne generacije ovisi o sastavu jezgre reaktora, a za reaktore s termičkim neutronima kreće se između 10^{-4} i 10^{-3} s.

Pomoću trajanja jedne generacije neutrona t_n moguće je odrediti prirast broja neutrona u vremenu $\mathrm{d}t$ iz relacije

$$\mathrm{d}n = n \frac{\Delta k}{t_n} \mathrm{d}t \tag{9.183}$$

Postavi li se da je broj neutrona n_0 u trenutku $t = 0$, nakon integriranja se dobiva

$$n = n_0 \exp \frac{\Delta k}{t_n} t \tag{9.184}$$

odnosno, ako se to prikaže pomoću neutronskog toka, izlazi

$$\Phi = \Phi_0 \exp \frac{\Delta k}{t_n} t \tag{9.185}$$

Ovdje treba napomenuti da trajanje generacije neutrona određeno prema (9.181) vrijedi za dimenzijski neograničeni reaktor. Uzevši u obzir ograničene dimenzije reaktora, vrijeme t_n bit će nešto manje od onoga izračunatog prema (9.181).

Tako kratak vijek generacije ($t_n \approx 0{,}001$ s) uzrokovat će da vrlo brzo poraste neutronski tok. Ako je npr. faktor multiplikacije samo $k = 1{,}01$, dakle vrlo blizu jedinice, bit će višak multiplikacije $\Delta k = 0{,}01$. Tada će eksponent u (9.185) iznositi 10 t, pa će nakon 0,1 s tok Φ_0, kolik je bio u $t = 0$, narasti na iznos $\Phi = \Phi_0 e = 2{,}718\ \Phi_0$, dakle na gotovo trostruku vrijednost. U toku jedne sekunde, međutim, tok će iznositi

$$\Phi = \Phi_0 \exp 10 \approx 22\,000\ \Phi_0 \tag{9.186}$$

Tako brzi porast toka (za vrijeme 1 sekunde!) uništio bi reaktor jer ni najbrža regulacija ne može slijediti tako brze promjene. Kad bi to u stvarnosti bilo tako, ne bi se reaktor mogao održati u stacionarnom pogonu. Regulaciju lančane reakcije, međutim, omogućuju zakašnjeli neutroni (2.5. ovog poglavlja).

Djelovanje zakašnjelih neutrona produžava trajanje jedne generacije neutrona, koje se može odrediti iz relacije

$$t_n' = (1 - \beta)\, t_n + \beta\,(t_n + \tau) = t_n + \beta_\tau \tag{9.187}$$

gdje je β udio svih zakašnjelih neutrona ($\beta = 0{,}0065$; tabl. 9.8), a τ srednje vrijeme kašnjenja tih neutrona (9.53), koje iznosi 13,0 s za U-235. Produkt β_τ ima tada vrijednost 0,0845, što je znatno više od t_n (0,0001 do 0,001 s). Kad bi se tako određena vrijednost uvrstila u (9.185), dobio bi se znatno polaganiji porast toka neutrona (budući da je $t_n' \approx 100\ t_n$, tek nakon 10 s nastao bi tok koji odgovara toku nakon 0,1 s kad se zanemari utjecaj zakašnjelih neutrona).

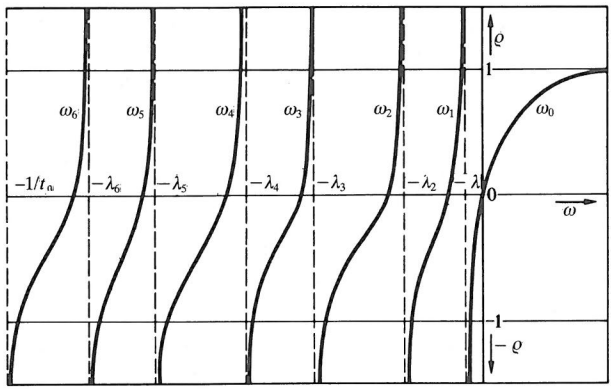
Prilike u reaktoru međutim nisu tako jednostavne kako bi se moglo zaključiti iz relacija (9.185) i (9.187). Svaka grupa zakašnjelih neutrona pojavljuje se prema vlastitoj konstanti raspada (tabl. 9.7), pa svaka od njih i različito utječe na broj neutrona u reaktoru. Promatrajući promptne neutrone i pojedine grupe zakašnjelih neutrona dolazi se do izraza kojim se prikazuje promjena toka nakon promjene faktora multiplikacije

$$\Phi = A_0 \exp \omega_0 t + \sum_i A_i \exp \omega_i t \tag{9.188}$$

gdje su A i ω konstante, s tim da se vrijednosti s indeksom 0 odnose na osnovni član reda, a one s indeksom i na članove koji odgovaraju pojedinim grupama zakašnjelih neutrona. Prema tome je za podjelu u tabl. 9.8. $i = 6$. Konstante ω imaju značenje recipročne vrijednosti vremenske konstante, a dobivaju se iz relacije

$$\varrho = \frac{\omega t_n}{1 + \omega t_n} + \frac{\omega}{1 + \omega t_n} \sum_i \frac{\beta_i}{\omega + \lambda_i} \tag{9.189}$$

gdje je β_1 udio, λ_i konstanta raspada za i-tu grupu zakašnjelih neutrona, a ϱ je zadani višak reaktivnosti (9.88). Izraz (9.189) jednadžba je reda $i + 1$, pa ima i toliko rješenja, koja odgovaraju pojedinim vrijednostima ϱ. Na sl. 9.46. prikazana je opća ovisnost vrijednosti ω o višku reaktivnosti. Treba napomenuti da je prikazana i ovisnost o manjku reaktivnosti (negativne vrijednosti ϱ). Za područje



Sl. 9.46. Principijelni prikaz ovisnosti jednadžbe (9.189) o višku i manjku reaktivnosti

viška vrijednosti ($\varrho > 0$) samo rješenje ω_0 je pozitivno, a sva ostala su negativna, i to imaju sve veće negativne vrijednosti što su veće odgovarajuće konstante raspada λ. Vrijednosti A_0 i A_i iz (9.188) određuju se iz početnih uvjeta za stanje reaktora prije promjene položaja kontrolnih štapova.

Budući da su članovi u (9.188), osim prvoga, s negativnim predznakom, njihova vrijednost opada s vremenom nakon porasta reaktivnosti, pa im utjecaj na neutronski tok nestaje – to brže što ω ima veću negativnu vrijednost. Ako se promatraju prilike u momentu t, koji je veći od recipročne vrijednosti najmanjeg λ (za grupe u tabl. 9.8, kad je $t > 80$ s), svi se članovi osim prvoga mogu zanemariti, pa se neutronski tok mijenja prema izrazu

$$\Phi = \Phi_0 \exp \omega_0 t = \Phi_0 \exp \frac{t}{T} \tag{9.190}$$

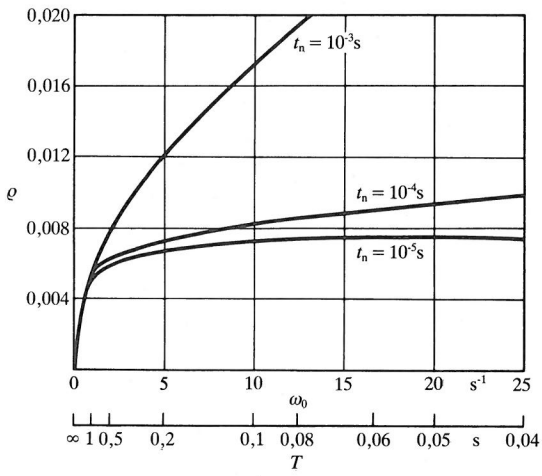
jer je tada konstanta $A_0 = \Phi_0$, dakle upravo je jednaka toku prije promjene reaktivnosti. U (9.190) T je vremenska konstanta stabiliziranog reaktora, definirana relacijom

$$T = \frac{1}{\omega_0} \tag{9.191}$$

Na sl. 9.47. prikazane su ovisnosti ω_0 o višku raktivnosti ϱ za tri vrijednosti t_n. Za višak reaktivnosti $\varrho < 0{,}005$ konstanta ne ovisi o trajanju generacije promptnih neutrona, a za veće viškove reaktivnosti ω_0 raste sa skraćivanjem vremena t_n.

Da bi se dobila predodžba o vladanju reaktora pri promjeni faktora multiplikacije, pogodno je sve zakašnjele neutrone promatrati kao jednu grupu, i to s karakteristikama koje se dobivaju kad se uzme u obzir udio svake od grupa. Pretpostavi li se da je riječ o malom višku reaktivnosti, može se, prema sl. 9.47, zaključiti da je $\omega t_n \ll 1$, pa se relacija (9.189) može napisati u obliku

$$\varrho = \omega t_n + \frac{\beta}{\omega + \lambda} \tag{9.192}$$



Sl. 9.47. Ovisnost konstante ω_0 ($= 1/T$) o višku reaktivnosti za tri vrijednosti t_n

gdje je, prema tabl. 9.7, $\beta = 0{,}0065$, a $\lambda = \frac{1}{\tau} = 0{,}08\ s^{-1}$, što vrijedi za zakašnjele neutrone promatrane kao jedna grupa. Relacija (9.192) kvadratna je jednadžba s korijenima

$$\omega = -\frac{\beta - \varrho + t_n \lambda}{2 t_n}\left[1 \pm \sqrt{1 + \frac{4 t_n \lambda \varrho}{(\beta - \varrho + t_n \lambda)^2}}\right] \tag{9.193}$$

Budući da je $(\beta - \varrho + t_n \lambda)^2 \gg 4 t_n \lambda \varrho$, može se za vrijednost korijena pisati

$$1 + \frac{2 t_n \lambda \varrho}{(\beta - \varrho + t_n \lambda)^2} \tag{9.194}$$

pa su rješenja kvadratne jednadžbe (9.192)

$$\omega_0 = \frac{\lambda \varrho}{\beta - \varrho + t_n \lambda} \tag{9.195}$$

$$\omega_1 = -\frac{\beta - \varrho + t_n \lambda}{t_n} \tag{9.196}$$

Prilikom određivanja ω_1 (s negativnim predznakom pred korijenom) zanemaren je član koji bi se u rješenju pojavio u kvadratu jer je malen u usporedbi sa sumandom $2 t_n \lambda \varrho$, a pri izračunavanju ω_0 (s pozitivnim predznakom pred korijenom) zanemaren je razlomak u (9.194).

Budući da je $t_n \lambda \ll (\beta - \varrho)$, jer se, kako će se vidjeti, računa sa $\beta > \varrho$, mogu se bez veće greške izrazi (9.195) i (9.196) napisati u obliku

$$\omega_0 = \frac{\lambda \varrho}{\beta - \varrho} \tag{9.197}$$

$$\omega_1 = -\frac{\beta - \varrho}{t_n} \tag{9.198}$$

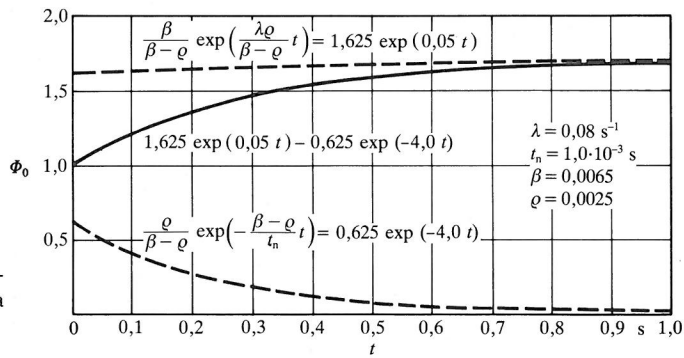
Uzevši u obzir prilike za $t = 0$ i konstante raspada jezgara što emitiraju zakašnjele neutrone, dolazi se do relacije kojom je definirana promjena neutronskog toka:

$$\Phi = \Phi_0 \left(\frac{\beta}{\beta - \varrho} \exp \frac{\lambda \varrho}{\beta - \varrho} t - \frac{\varrho}{\beta - \varrho} \exp \left(- \frac{\beta - \varrho}{t_n} t \right) \right) \tag{9.199}$$

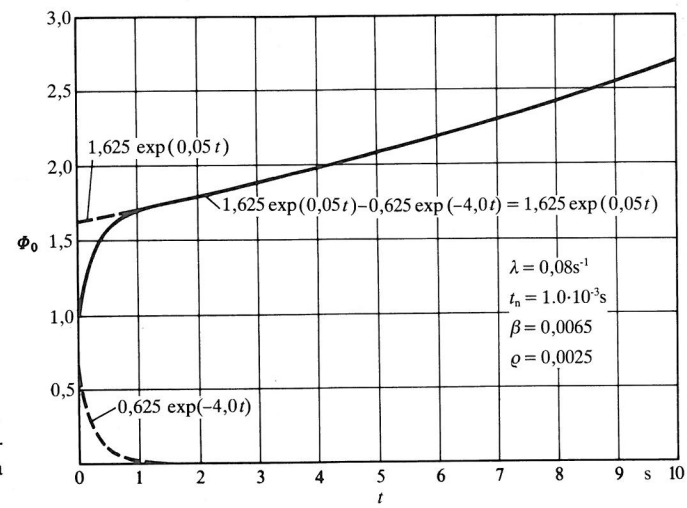
Dakle ukupni je tok neutrona razlika dvaju tokova: prvoga koji s vremenom raste i drugoga koji s vremenom pada. Eksponent drugog toka znatno je veći od eksponenta prvog toka. Tako se uz $t_n = 10^{-3}$ s, $\lambda = 0{,}08\ \mathrm{s}^{-1}$, a $\beta = 0{,}0065$, za slučaj kad je $\varrho = 0{,}0025$, prema (9.199) dobiva

$$\Phi = \Phi_0 \left[1{,}625 \exp 0{,}05\, t - 0{,}625 \exp (-4\, t) \right] \tag{9.200}$$

Na sl. 9.48. i 9.49. prikazana je promjena toka prema (9.200). Kao što se vidi, drugi član nestaje vrlo brzo, pa se njegov utjecaj opaža u prvoj sekundi nakon povećane reaktivnosti.



Sl. 9.48. Promjena neutronskog toka nakon povećanja reaktivnosti (od 0 do 1,0 s)



Sl. 9.49. Promjena neutronskog toka nakon povećanja reaktivnosti (od 0 do 10 s)

Prema tome, reaktor se zapravo vlada kao da promjena toka slijedi zakonitost koja odgovara prvom članu relacije (9.199), pa je

$$\Phi = \Phi_0 \frac{\beta}{\beta - \varrho} \exp \frac{\lambda \varrho}{\beta - \varrho} t \tag{9.201}$$

Vremenska konstanta promjene toka iznosi

$$T = \frac{\beta - \varrho}{\lambda \varrho} \tag{9.202}$$

ali pritom treba računati kao da je tok trenutno narastao od Φ_0 na $\beta \Phi_0/(\beta - \varrho)$. Taj skok može se pripisati promptnim neutronima, a nešto poslije započinje djelovanje zakašnjelih neutrona, čime se smanjuje porast neutronskog toka.

Za promatrani slučaj vremenska konstanta (9.202) iznosi $T = 20$ s, a samo za promptne neutrone ona bi, prema (9.185), bila $t_n/\Delta k = 0{,}4$ s.

Sve što je rečeno vrijedi za male vrijednosti ϱ i male vrijednosti Δk. Ako se računa da se promptno pri raspadu pojavljuje $(1 - \beta)\nu$ neutrona, reaktor će biti kritičan samo za promptne neutrone ako je zadovoljena relacija

$$(1 - \beta)\, k \geqq 1 \tag{9.203}$$

Budući da je odnos između k i ϱ određen izrazom (9.88), vrijedi da je

$$k = \frac{1}{1 - \varrho} \tag{9.204}$$

Uvrsti li se (9.204) u (9.203), dobiva se

$$\varrho \geqq \beta \tag{9.205}$$

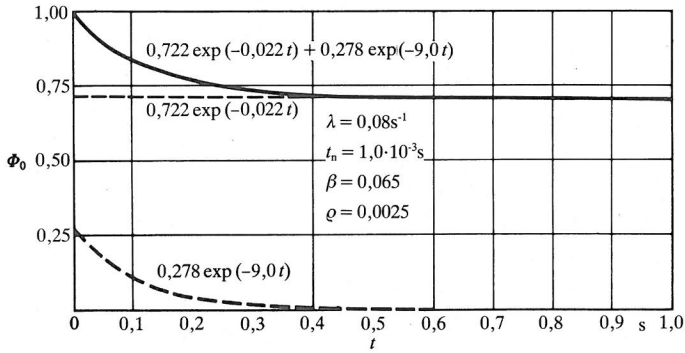
To znači da će reaktor biti kritičan samo s obzirom na promptne neutrone ako je višak reaktivnosti jednak udjelu zakašnjelih neutrona ili veći od njega. Ili, to znači, ako je zadovoljena relacija (9.205), da će porast neutronskog toka biti određen promptnim neutronima, pa će se tok praktički mijenjati po izrazu (9.185). Prema tome reaktor se može regulirati samo pomoću promjene viška reaktivnosti koja je znatno manja od β.

Da se odredi promjena neutronskog toka za slučaj smanjenja reaktivnosti, kad ϱ ima negativni predznak, može se upotrijebiti (9.199). Uz $\varrho < 0$ oba člana imaju pozitivan predznak, a njihovi eksponenti postaju negativni. Tako za $\varrho = -0{,}0025$, a uz nepromijenjene vrijednosti za β, λ i t_n, relacija (9.199) glasi

$$\Phi = \Phi_0 \,[0{,}722 \exp(-0{,}022\, t) + 0{,}278 \exp(-9{,}0\, t)] \tag{9.206}$$

Slika 9.50. prikazuje opadanje neutronskog toka prema (9.206). Drugi član naglo opada pa se promjena toka može aproksimirati prvim članom, kao i pri povećanju reaktivnosti (9.201). Vremenska konstanta smanjenja toka (osim za prvih nekoliko desetinka sekunde) jednaka je negativnoj vrijednosti iz relacije (9.202).

Ako je negativna reaktivnost velika ($\varrho \gg \beta$), vremenska konstanta opadanja toka bit će jednaka recipročnoj vrijednosti λ (9.202), što znači da je najmanja



Sl. 9.50. Promjena neutronskog toka nakon smanjenja reaktivnosti

moguća vremenska konstanta upravo jednaka kašnjenju τ zakašnjelih neutrona. U provedenoj analizi svi zakašnjeli neutroni promatrani su kao jedna grupa pa je $\tau = 1/\lambda \approx 13$ s, a to je najmanja moguća vremenska konstanta smanjenja neutronskog toka. Kad bi se promatrala svaka grupa zakašnjelih neutrona, došlo bi se do zaključka da najmanja moguća vremenska konstanta iznosi 80 s jer je to najdulje kašnjenje neutrona (tabl. 9.7).

6. Reaktori s brzim neutronima

Svi odnosi prikazani u prethodnim poglavljima osnivaju se na prilikama u termičkim reaktorima u kojima se lančana reakcija održava raspadom jezgara djelovanjem neutrona usporenih na brzinu koja odgovara temperaturi reaktora. U termičkom reaktoru – kako je pokazano – moderator usporava neutrone do termičkih brzina. U reaktoru s brzim neutronima on nije potreban jer neutroni nastali raspadom jezgara goriva bez većeg usporavanja neposredno izazivaju nove raspade jezgara. U principu brzi se reaktor sastoji od bloka nuklearnog goriva, dovoljno velikoga da se u njemu može odvijati lančana reakcija. Zapravo se brzi nuklearni reaktor (sl. 9.51) sastoji od cilindričnih gorivih elemenata oko kojih su smješteni oplodni elementi radi konverzije U-238 u Pu-239, ili Th-232 u U-233, prema izrazima (3.7) i (3.8) u trećem poglavlju. O važnosti konverzije u reaktorima s brzim neutronima bit će još riječi.

Faktor multiplikacije u gorivu (η) definiran relacijom (9.65) vrijedi dakako i za reaktor s brzim neutronima. Uspoređujući vrijednosti η za različite energije neutrona (sl. 9.20), može se konstatirati da je taj faktor multiplikacije u gorivu veći za brze neutrone nego za termičke neutrone, što naročito vrijedi za Pu-239, te da je za sva nuklearna goriva $\eta > 2$.

Ako se uzme u obzir utjecaj U-238, koji za brze neutrone ima mali presjek apsorpcije (sl. 9.17), lančana se reakcija može teorijski održati tek sa 6% obogaćenim uranom, a lančana reakcija s termičkim neutronima može se ostvariti i s prirodnim uranom. U praksi se, međutim, za reaktore s brzim neutronima upotrebljava od 15 do 40% obogaćeni uran.

Udarni presjeci U-235, Pu-239 i U-233 (sl. 9.13. i 9.14) znatno su manji za brze nego za termičke neutrone, pa je za osiguranje lančane reakcije potrebna veća količina goriva. Ta razlika udarnih presjeka raspada vrlo je velika – U-235 ima $600 \cdot 10^{-28}$ m^2 za termičke neutrone, a samo oko $1{,}5 \cdot 10^{-28}$ m^2 za neutrone od oko 2 MeV. Zbog toga je potrebna veća masa goriva da bi se spriječio bijeg neutrona iz jezgre reaktora jer je manja vjerojatnost da će nastati sudar neutrona s jezgrom goriva.

U reaktorima s brzim neutronima nema djelovanja rezonantnih područja apsorpcije U-238 (sl. 9.17) jer neutroni ni ne stižu do energija pri kojima se pojavljuju takvi udarni presjeci U-238. Zato je i faktor $p = 1$. Naravno da nema

ni apsorpcije neutrona u moderatoru jer on i ne postoji, pa je i faktor $f = 1$. Budući da nema usporavanja neutrona do područja termičkih brzina, faktor bijega termičkih neutrona iznosi $\lambda_t = 1$. Zbog svega toga faktor multiplikacije u reaktoru s brzim neutronima može se prikazati relacijom

$$k = \lambda_b \eta \tag{9.207}$$

jer se zbog obogaćenog urana može postaviti da je i $\varepsilon \approx 1$.

Udarni presjeci apsorpcije produkata raspada za brze neutrone vrlo su maleni, pa se praktički može za reaktore s brzim neutronima zanemariti utjecaj zatrovanja. Zato se i ne mora osigurati ni toliki višak faktora multiplikacije koliki je potreban za termičke reaktore.

U tabl. 9.15. prikazane su potrebne količine goriva za termički i brzi reaktor od 1 000 MW proizvedene topline. Pod kritičnom masom razumijeva se količina goriva potrebna da se ostvari faktor multiplikacije $k = 1$ za svježe gorivo. Zbog manjega udarnog presjeka raspada U-235 za brze neutrone kritična masa U-235 mora za brzi reaktor biti znatno veća nego za termički reaktor. Razlika ukupne količine urana (U-235 i U-238) nije tako velika jer je za brzi reaktor potreban uran sa znatno većim postotkom U-235. Da bi se, međutim, osigurao dovoljan faktor multiplikacije i za vrijeme pogona, dakle da bi se kompenzirao utjecaj zatrovanja i utroška goriva, u reaktor se stavlja veća količina goriva od one koja odgovara kritičnoj masi. Omjer potrebne količine goriva za punjenje reaktora i kritične mase znatno je veći za termičke nego za brze reaktore – prvo, zbog utjecaja zatrovanja kojega praktički nema u brzim reaktorima i, drugo, zato što je u brzim reaktorima faktor konverzije veći nego u termičkim reaktorima, pa se utjecaj utroška goriva zanemaruje, odnosno može se postići i povećanje količine goriva u reaktoru.

Tabl. 9.15. Količine U-235 i ukupnog urana za reaktor od 1 000 MW termičke snage

	Termički reaktor 3,5% obogaćeni uran	Brzi reaktor 20 % obogaćeni uran
Kritična masa, U-235	35	1 000 kg
,, ukupni uran	1 000	5 000 kg
Punjenje gorivom, U-235	1 000	1 100 kg
,, ukupni uran	28 600	5 500 kg
Specifična snaga	35	181 kWt/kg

Najvažnije je svojstvo nuklearnog reaktora s brzim neutronima da se u njemu može dobiti faktor konverzije C (9.160) veći od jedinice ($C > 1$), što nije moguće u termičkim reaktorima, kao što je to pokazano u 4.5. ovog poglavlja. Budući da se u reaktoru od neutrona nastalih raspadom jedne jezgre jedan troši za održavanje lančane reakcije, a kako u reaktoru nema moderatora ni materijala sa znatnijim udarnim presjekom apsorpcije, sav višak neutrona apsorbirat će jezgre oplodnog materijala radi toga postavljenoga u reaktor. Kao oplodni materijal

može se upotrijebiti U-238 ili Th-232, iz kojih će nakon apsorpcije i radioaktivnog raspada nastati Pu-239 i U-233. Prema tome, faktor konverzije može se izračunati prema izrazu

$$C = \eta - 1 - G \tag{9.208}$$

gdje je G dio neutrona koji su apsorbirale druge jezgre ili koji je pobjegao iz reaktora. Ako se zanemare gubici G, faktor je konverzije

$$C \approx \eta - 1 \tag{9.209}$$

Budući da je $\eta > 2$ (sl. 9.20), faktor je konverzije $C > 1$.

Kad je $C > 1$, u reaktoru će nastati više jezgara umjetnoga nuklearnog goriva nego što je utrošeno, pa se takav reaktor naziva oplodnim reaktorom jer se u njemu oplođuje utrošeno gorivo.

Oplodni je reaktor moguće, dakle, ostvariti pomoću brzih neutrona, i to upotrijebivši U-235, Pu-239 i U-233. Najveći faktor konverzije omogućuje plutonij, a najmanji je u reaktorima s U-235 (sl. 9.20). Zbog toga će pravu vrijednost postići oplodni reaktori uz dovoljne količine plutonija, koji se može proizvesti u termičkim i u brzim reaktorima.

Prema sl. 9.20. mogao bi se ostvariti oplodni termički reaktor sa U-233, ali je to u praksi teško postići zbog djelovanja faktora p i f.

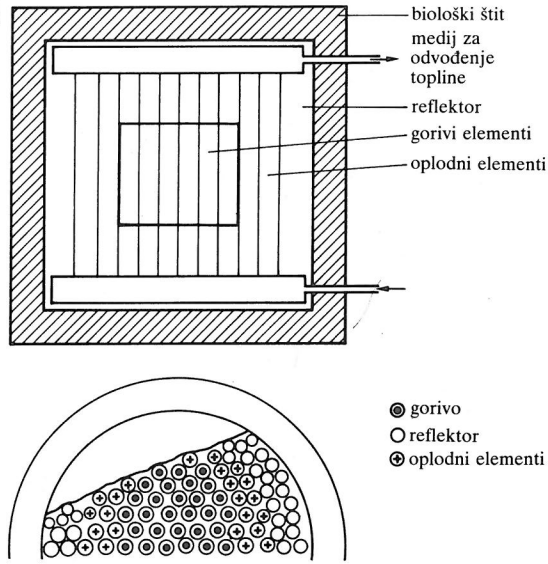
Unatoč tome što u brzom reaktoru nema moderatora, neutroni se usporavaju. To je posljedica srazova s jezgrama u reaktoru. Usporavanje neutrona u brzom reaktoru nije poželjno jer to smanjuje faktor multiplikacije u gorivu (η na sl. 9.20), posljedica toga je smanjenje faktora konverzije (9.209). Zbog toga valja odabrati takve materijale (konstrukcijski dijelovi reaktora, medij za odvod topline) i takav raspored oplodnog materijala koji neće toliko usporiti neutrone da η postane manji od 2.

U oplodne reaktore potrebno je osim toga smjestiti oplodni materijal (U-238 i Th-232) od kojega će nastati novo nuklearno gorivo (Pu-239 i U-233). Oplodni materijal može se pomiješati s gorivom ili se postave posebni elementi od oplodnog materijala (sl. 9.51). U oba slučaja oplodni je materijal u elementima koji su hlađeni sredstvom za odvođenje topline. To je potrebno jer se nakon apsorpcije neutrona u oplodnom materijalu novonastala jezgra radioaktivno raspada, što je povezano s oslobađanjem energije. Osim toga, umjetna goriva (Pu-239 i U-233) nastala iz oplodnog materijala raspadaju se kao nuklearno gorivo.

U pogodnu smjesu goriva i oplodnog materijala te pogodni razmještaj gorivih i oplodnih elemenata, mogu se ostvariti potrebne karakteristike reaktora. Razmotrit će se dva krajnja slučaja: a) gorivo i oplodni materijal raspoređeni su u reaktoru što ravnomjernije i b) jezgra reaktora izvedena je od samog goriva, a oplodni je materijal obavija poput plašta (tada konverziju izazivaju neutroni koji su pobjegli iz reaktora i neutroni proizvedeni raspadom jezgara u plaštu).

Ravnomjerno raspoređeno gorivo i oplodni materijal usporavaju neutrone pa se zbog toga smanjuje faktor konverzije. Izrada jezgre od samog goriva, međutim, znači da se u gorivim elementima djelomično ne nadoknađuje utrošeno gorivo

Sl. 9.51. Skica reaktora s brzim neutronima



jezgrama umjetnog goriva proizvedenoga konverzijom, pa to skraćuje trajnost korištenja gorivih elemenata. Osim toga, čisto gorivo ima pozitivan temperaturni koeficijent, što je nepoželjno sa stajališta sigurnosti upravljanja reaktorom.

Iz tih razloga u brzim se reaktorima oplodni materijal stavlja i u jezgru reaktora. Iz reaktorskog se plašta također odvodi toplina; taj udio u ukupnoj odvedenoj toplini iz reaktora iznosi oko 10%. Plašt je obično dosta velik kako bi se u njemu iskoristilo što više neutrona koji bježe iz reaktorske jezgre i kako bi se tako postigao što veći faktor konverzije.

Upravljanje lančanom reakcijom teže je u brzim reaktorima jer su udarni presjeci apsorpcije materijala za brze neutrone znatno manji nego za spore neutrone (sl. 9.18). To je, međutim, kompenzirano činjenicom da je ugrađena reaktivnost brzih reaktora manja nego u termičkim reaktorima jer je zatrovanje maleno i jer se utrošak goriva nadoknađuje konverzijom.

Kao i za termičke reaktore, potrebno je da brzi reaktor ima negativni temperaturni koeficijent reaktivnosti (4.6. ovog poglavlja). To će biti postignuto ako se u jezgri ne nalazi čisto nuklearno gorivo. Kad je gorivo uran, obogaćenje ne smije biti veće od 40%.

DESETO POGLAVLJE

Nuklearni reaktori i nuklearna postrojenja

1. Materijali u reaktorima

Materijali koji se upotrebljavaju u reaktoru mogu se podijeliti na gorivo, sastavljeno od fisijskih i oplodnih atoma, i na tvari koje služe kao moderator, rashladno sredstvo (sredstvo za odvođenje topline iz reaktora), zaštita, konstrukcijski materijal i sl. Izbor materijala za reaktore ne ovisi samo o normalnim fizikalnim i kemijskim svojstvima nego i o nuklearnim karakteristikama. U posljednje mogu se ubrojiti: a) otpornost prema radijacijskim oštećenjima, koja mogu znatno skratiti trajnost materijala, b) udarni presjek apsorpcije neutrona, koji je ovisan o materijalu, pa se normalno u reaktorima ne upotrebljavaju materijali s visokim udarnim presjekom apsorpcije, c) pojava radioaktivnosti zbog djelovanja neutrona, što komplicira radove na dijelovima reaktora i zahtijeva posebnu zaštitu izmjenjivača topline i svih dijelova koji dolaze u dodir s rashladnim sredstvima i d) zaštita okoline jer je riječ o radioaktivnim pojavama u reaktoru, zbog čega valja smanjiti na minimum mogućnost oštećenja pojedinih komponenata i ispuštanje radioaktivnih tvari.

2. Reaktorsko gorivo

2.1. Općenito

Nuklearno gorivo upotrebljava se u reaktoru u dva osnovna oblika: a) čvrsto gorivo u raznolikim gorivim elementima i b) tekuće gorivo, koje sadrži U-235, Pu-239, U-233 zajedno s oplodnim materijalima: U-238, Th-232, rastopljeno ili suspendirano u rashladnom sredstvu, odnosno u rashladnom sredstvu i moderatoru.

Čvrsto je gorivo od metalnog urana, legiranoga metalnog urana, dispergiranog urana u drugim metalima i od uranova oksida ili karbida. Tekuće gorivo je vodena otopina uranova sulfata, fosfata ili nitrata, kao suspenzija uranova oksida u vodi i u obliku otopine rastaljenih soli. Kao što će se vidjeti, metalni plutonij ne može se upotrijebiti kao gorivo u reaktoru, a moguća upotreba je ostalih oblika koji su navedeni za uran.

U istraživanjima upotrebe različitih oblika goriva nastoji se pronaći gorivo niskih proizvodnih troškova koje može raditi na visokim temperaturama, otporno je na djelovanje zračenja i jednostavno ga je ponovno preraditi nakon iskorištenja. Svakako da nije moguće ispuniti sve te uvjete.

Pojedini elementi čvrstog goriva presvučeni su metalnim košuljicama, kojima se sprečava bijeg produkata raspada u rashladno sredstvo i koroziju gorivih elemenata zbog djelovanja rashladnog medija. Oblik, dimenzije i materijali za izradu gorivih elemenata ograničeni su većim brojem činilaca: temperaturom taljenja, promjenom kristalne strukture pri određenoj temperaturi, koeficijentom provođenja topline, koeficijentom rastezanja goriva i košuljice, korozijom košuljice zbog djelovanja rashladnog sredstva i smanjenjem reaktivnosti reaktora zbog izgaranja goriva i sakupljanja produkata raspadanja.

Upotrebom tekućeg goriva kao homogene otopine ili suspenzije u rashladnom sredstvu nestaju mnoga ograničenja koja vrijede za čvrsta goriva. Tada je proces proizvodnje gorivih elemenata praktički eliminiran, pojavljuje se neposredni prijelaz topline od goriva na rashladno sredstvo, nema oštećenja goriva radijacijom, a novo gorivo i produkti raspada mogu se kontinuirano dovoditi u reaktor i iz njega odvoditi. Te su prednosti, međutim, smanjene zbog drugih razloga. Stabilnost otopine suspenzije ovisi o temperaturi i o uvjetima strujanja, pa odstupanje od idealnih uvjeta dovodi do taloženja goriva i lokalnog pregrijavanja. Cijeli je sistem odvođenja topline iz reaktora vrlo radioaktivan, pa je potrebna kompletna zaštita, a održavanje je toga sistema vrlo otežano. Osim toga, temperatura je vodenih otopina ograničena jer se ne smije dopustiti isparivanje vode. Gorivo u rastaljenim metalima i u rastaljenim solima može podnijeti znatno više temperature, ali su tu drugi problemi koji zahtijevaju veća dodatna istraživanja.

Unatoč prednostima tekućih goriva popratni problemi su takve prirode da je razvitak reaktora s tekućim gorivom bio znatno sporiji od onih s čvrstim gorivom.

S gledišta pogonske sposobnosti reaktora poželjno je da vrijeme potrebno za zamjenu goriva bude što kraće ili, još poželjnije, da se gorivo zamjenjuje ne prekidajući pogon. Kad je vrijednost reaktivnosti pojedinoga gorivog elementa malena, što je slučaj kad se upotrebljava prirodni uran, moguć je drugi od spomenutih postupaka. U reaktorima s obogaćenim uranom gorivo se zamjenjuje samo za vrijeme obustave rada.

Budući da neutronski tok nije jednoliko raspodijeljen u reaktorskoj jezgri, a to vrijedi i za aksijalnu i radijalnu raspodjelu, nije ni izgaranje goriva jednoliko. Najveće izgaranje pojavit će se u sredini reaktora. Elementi goriva u reaktorskoj sredini izgaraju brže nego oni na rubu, a izgaraju više u sredini nego na krajevima elemenata. Da se smanje te razlike, u primjeni su različiti postupci: nastoji se što jednoličnije rasporediti neutronski tok pogodnim razmještanjem elemenata ispunjenih uranom različitoga obogaćenja, mijenja se položaj pojedinih gorivih elemenata za vrijeme izgaranja ili se novo gorivo dodaje u jedan dio jezgre. Pri svemu tome mora se ostvariti promjena rasporeda gorivih elemenata da se postigne maksimalno izgaranje. Tih komplikacija, međutim, nema u reaktorima u

kojima je gorivo pomiješano s moderatorom (homogeni reaktor), pa je to za praksu vrlo povoljno svojstvo takvih reaktora.

Ovdje treba definirati mogućnost iskorištenja topline iz nuklearnog goriva, koje se naziva odgor (*burn-up, Abbrand*), a koje se mjeri u MWd/t (megavatdana po toni goriva). 1 MWd/t je količina topline koja se oslobađa u reaktoru nakon iskorištenja 1 tone goriva. Odgor je jedna od važnih karakteristika upotrijebljenog goriva i tipa reaktora.

2.2. Uranska goriva

2.2.1. Metalni uran

Prirodni uran u metalnom obliku upotrebljava se u reaktorima kad se želi postići relativno velika proizvodnja plutonija. Budući da je temperatura u reaktoru niska i izgaranje se održava na niskoj razini, taj zadatak gorivi elementi s metalnim uranom dobro izvršavaju. Nasuprot tome, za upotrebu metalnog urana u reaktorima s visokim temperaturama i velikim odgorom postoje stanovita ograničenja.

Metalni uran javlja se u tri kristalne modifikacije (faze). Svaku od njih karakterizira posebna kristalna struktura, određena temperaturom urana. Do 662 °C uran je u α-fazi, između 662 i 772 °C u β-fazi, a pri temperaturi višoj od 772 °C u γ-fazi do temperature taljenja (1 133 °C). S promjenom faze mijenja se gustoća urana (α-faza 19,04 kg/dm^3, β-faza 18,11 kg/dm^3, γ-faza 18,06 kg/dm^3), a time i volumen urana. S fazom se mijenjaju i mehanička svojstva urana: α-uran je mek, β-uran je tvrd, a γ-uran je vrlo mekan. Zbog toga se metalni uran upotrebljava samo u α-fazi; temperatura urana, dakle, ne smije premašiti 662 °C. Toplinsko rastezanje ovisi o položaju kristala, pa je ono ne samo različitog smjera nego i predznaka. Metalni uran lako se oštećuje za vrijeme izgaranja, pa je zbog toga i mogući odgor relativno malen (do 4 000 MWd/t). Pri odgoru od 5 000 MWd/t mjenjaju se dimenzije od 10 do 100 %. Takva oštećenja posljedica su vjerojatno i sakupljanja plinovitih produkata raspada i pojave lokalnog porasta tlaka.

Gorivi elementi izvode se od većeg broja gorivih štapova, kojima je košuljica u obliku cijevi, izrađena od aluminija, magnezija i sl., napunjena šipkama od metalnog urana. Promjer šipki od metalnog urana iznosi 2 do 3 cm, a duljina im je od 15 do 100 cm. U nekim reaktorima upotrijebljene su cilindrične šipke da bi se postigle što više temperature na površini, a bez prekoračenja maksimalno dopuštenih vrijednosti.

Dimenzijska stabilnost metalnog urana upotrijebljenoga u reaktoru poboljšava se legiranjem s drugim metalima. Razlikuju se legure uranove α-faze i β-faze.

U legurama α-faze malen je udio drugih metala. Najčešće predlagane legure sadrže od 1 do 3,5 % molibdena. Tako leguri urana sa 2,5 % molibdena (Mo) promjena dimenzija odgovara 1/4 promjene za slučaj prijelaza iz α-faze u β-fazu metalnog urana. Ta promjena iznosi samo 1/5 upotrijebi li se legura urana sa 2 %

cirkonija (Zr). Legura urana sa 5% cirkonija i 1,5% niobija (Nb) pokazala je u eksperimentalnom reaktoru dobru dimenzijsku stabilnost i odličnu otpornost prema koroziji.

Legure β-faze, koje sadržavaju veći postotak drugih metala, imaju znatno veći udarni presjek apsorpcije zbog veće primjese drugih elemenata. Uranova legura sa 10% molibdena vrlo je stabilna na djelovanje radijacije pri visokim temperaturama.

Poseban je tip goriva metalni uran raspršen u nuklearno sterilnom materijalu, npr. u aluminiju ili cirkoniju. Za takvo se gorivo upotrebljava visokoobogaćeni uran jer je udarni presjek apsorpcije goriva visok. Danas takvo gorivo dolazi samo u eksperimentalnim reaktorima i u reaktorima za vojne potrebe. Šipke od raspršenog goriva otporne su prema djelovanju zračenja i imaju svojstva sterilnog materijala. Zbog toga je moguć relativno visoki odgor (do 20 000 MWd/t) unatoč znatnoj apsorpciji neutrona bez raspada.

Upotreba legura urana i torija ima dvije prednosti:

a) torij je oplodni materijal, pa se pomoću njega može proizvesti novo nuklearno gorivo U-233, odatle i nada da će se izgraditi takav reaktor kojemu je faktor konverzije (4.5. u devetom poglavlju) veći od jedan u ciklusu torij-uran 233. Udarni su presjeci apsorpcije Th-232 i U-238 naime takvi da je u termičkim reaktorima povoljnije upotrijebiti Th-232 kao oplodni materijal, a u reaktorima s brzim neutronima za tu svrhu bolje odgovara U-238. U svakom slučaju, međutim, treba očekivati da će upotreba torija povećati faktor konverzije;

b) granica između torijeve α-faze i β-faze nalazi se na temperaturi od oko 1 360 °C, pa se torij može upotrebljavati pri znatno višoj temperaturi nego čisti metalni uran (granična je temperatura 662 °C).

Kako dosadašnja istraživanja pokazuju, kao reaktorsko gorivo dolaze u obzir legure torija sa 5 do 10% urana. Uz izgaranje od 1% jezgara pri temperaturi 550 do 660 °C legura torija sa 10% U-235 mijenja volumen za oko 5%. Čvrstoća torija je osim toga manja od čvrstoće urana, pa se zato metalni torij ne smije podvrgnuti velikim naprezanjima. To je svakako jedan od ograničavajućih faktora pri njegovoj upotrebi.

Danas se samo u eksperimentalnim reaktorima upotrebljava legura torija i urana kao nuklearno gorivo.

2.2.2. Uran-dioksid

Uran-dioksid (UO_2) najčešće je reaktorsko gorivo. Na to su utjecali ovi razlozi:

a) uran-dioksid otporan je prema koroziji u vodi, pari i ugljik-dioksidu

b) s uran-dioksidom može se ostvariti veliki odgor (više od 20 000 MWd/t), a da ne nastane bubrenje goriva

c) temperatura taljenja uran-dioksida iznosi oko 2 760 °C, a metalnog urana 1 133 °C; temperatura je omekšanja oksida oko 1 400 °C, a metalnog urana oko 440 °C

d) uran-dioksid bolje zadržava produkte raspada.

Ali uran-dioksid ima kao nuklearno gorivo i svoje mane:

a) u čvrstom agregatnom stanju, kako se redovito upotrebljava, pločice od uran-dioksida su krhke (riječ je o keramičkoj strukturi) u usporedbi sa šipkama od metalnog urana; opaženo je, osim toga, da se pločice rasprskavaju kad predaja topline premaši 25 W/cm^2. Zbog svoje keramičke strukture pločice uran-dioksida ne mogu preuzeti nikakvo naprezanje;

b) uran-dioksid ima manju gustoću (10,5 kg/dm^3) od metalnog urana (19,04 kg/dm^3), pa za isti omjer goriva i rashladnog sredstva reaktor s uran-dioksidom ima veći volumen jezgre;

c) uran-dioksid ima znatno manji koeficijent provođenja topline nego metalni uran. Zbog toga pločice od uran-dioksida moraju imati manji promjer nego šipke od metalnog urana, da temperatura u središtu pločice ne premaši temperature taljenja dioksida. Osim toga, razlika je temperature između pločice i košuljice velika. Ta se razlika nastoji održavati što manjom, pa se radi toga gorivi štapovi pune helijem.

Pločice od uran-dioksida izvode se promjera od 0,8 do 1,2 cm. Da bi se spriječilo oštećivanje tih krhkih šipki, duljina im je znatno manja nego kad se kao gorivo upotrebljava metalni uran.

Gorivo koje se sastoji od smjese uran-dioksida (UO_2) i torij-dioksida (ThO_2) ima slična fizikalna i radijacijska svojstva kao gorivo od samoga uran-dioksida.

Smjesa uran-dioksida i berilij-oksida (BeO) može biti atraktivna za visokotemperaturne reaktore jer berilij-oksid ima visok koeficijent provođenja topline, otporan je na nagle temperaturne promjene i ima odlična moderatorska svojstva.

Postoji, dalje, mogućnost izvedbe goriva s dispergiranim uran-dioksidom u metalu i grafitu. Kao metal uzima se nerđajući čelik ili legure nikla i kroma. Kad je uran-dioksid dispergiran u grafitu, pri temperaturi od oko 1 200 °C počet će kemijska reakcija, tokom koje će ugljik reducirati uran-dioksid u uran-karbid uz nastanak ugljik-monoksida. Taj proces bit će potpuno završen do temperature od oko 1 750 °C.

2.2.3. Uran-karbid

Uran-karbid može poslužiti za visokotemperaturne reaktore jer ima ove prednosti:

a) koeficijent provođenja topline usporediv mu je s onim metalnog urana, pa je prema tome znatno veći, šest do osam puta, nego koeficijent provođenja topline uran-dioksida

b) gustoća je uran-karbida oko 30 % veća (13 kg/dm^3) nego uran-dioksida

c) visoka mu je temperatura taljenja (oko 2 300 °C)

d) u otpornosti prema oštećenju radijacijskim djelovanjem ima svojstva slična uran-dioksidu

e) uran-karbid dobro zadržava produkte raspada.

Nepovoljna su svojstva:

a) brzo reagira s vodom, pa ne može poslužiti u reaktorima u kojima je voda moderator i rashladno sredstvo

b) njegova se prašina lako pali, pa se mora obrađivati u inertnoj atmosferi; obrada malih komada moguća je, međutim, na zraku uz odgovarajuću pažnju

c) uran-karbid je krhak a lako se lomi i pri nagloj promjeni temperature, pa se ne može upotrijebiti kao materijal izložen mehaničkim naprezanjima

d) uran-karbid reagira pri visokim temperaturama s većinom metala od kojih se izrađuju košuljice.

Gorivo od uran-karbida izvodi se u obliku pločica ili kuglica obloženih grafitom.

2.3. Plutonijska goriva

2.3.1. Općenito o upotrebi plutonija

Čisti plutonij ima šest kristalnih modifikacija između temperature okoline i temperature taljenja (640 °C). Zbog toga metalni plutonij ne može poslužiti kao nuklearno gorivo.

Radioaktivna otrovnost jedna je od glavnih teškoća. Maksimalno dopuštena doza koju organizam može podnijeti iznosi 0,3 μg plutonija. Tako mala doza zahtijeva vrlo efikasnu izolaciju materijala koji sadržava plutonij, i to prilikom istraživanja i prerade. Time se povećavaju troškovi u usporedbi s proizvodnjom goriva na bazi urana, ali u potpuno automatiziranom postrojenju to ne može bitnije utjecati.

2.3.2. Legure plutonija

Proučavane su legure urana s plutonijem. Do udjela od 10% plutonija svojstva metalnog urana malo se mijenjaju. Pri većim postocima plutonija mijenjaju se njegove kristalne modifikacije, pa takvo gorivo nije zbog toga prikladno.

Ni legure urana, plutonija i molibdena nisu dale zadovoljavajuće rezultate.

2.3.3. Plutonij-dioksid

Može se reći da gorivo od smjese uran-dioksida (UO_2) i plutonij-dioksida (PuO_2) ima praktički ista svojstva kao i uran-dioksid. Elementi od pet dijelova uran-dioksida i jednog dijela plutonij-dioksida namijenjeni su za reaktore s brzim neutronima. Dispergirani uran-dioksid i plutonij-dioksid u nerđajućem čeliku jedno je od mogućih goriva u takvim reaktorima.

3. Ostali materijali u reaktoru

3.1. Konstrukcijski materijali

Konstrukcijski materijali su oni od kojih se izrađuje reaktorska posuda, cjevovodi, ventili, pumpe i drugi dijelovi postrojenja. Izbor materijala ovisi o njihovih fizikalnim i mehaničkim svojstvima, o otpornosti prema koroziji, o mogućnosti obrade i o cijeni. Materijali koji će biti postavljeni u reaktorskoj jezgri i u njezinoj blizini moraju biti otporni s obzirom na djelovanje zračenja i apsorpciju neutrona.

U tabl. 10.1. prikazana su neka svojstva materijalâ koji dolaze u obzir pri izgradnji reaktora.

Tabl. 10.1. Neka svojstva materijala koji dolaze u obzir kao konstrukcijski materijali u reaktoru

		Gustoća kg/dm^3	Udarni presjek apsorpcije σ_a 10^{-28} m^2
Aluminij	Al	2,7	0,22
Berilij	Be	1,8	0,0085
Krom	Cr	7,1	2,9
Željezo-čelik	Fe	7,9	2,4
Magnezij	Mg	1,74	0,059
Nikal	Ni	8,9	4,5
Molibden	Mo	10,2	2,4
Tantal	Ta	11,4	21,0
Cirkonij	Zr	6,4	0,40
Cink	Zn	7,1	1,06

Svakako da je ponašanje materijala izvrgnutih djelovanju zračenja od vrlo velike važnosti jer zračenje može oštetiti materijal i promijeniti njegovu strukturu. To je ponašanje ovisno i o intenzivnosti zračenja i o temperaturi materijala.

Najčešće se upotrebljavaju nerđajući čelik i legure cirkonija, ali sve više i berilij, grafit i aluminij. Legure cirkonija imaju niski udarni presjek apsorpcije i vrlo su otporne prema korozivnom djelovanju vode, ali nemaju odgovarajuću čvrstoću pri

nižim temperaturama. Nerđajući čelik odlično je otporan prema koroziji i ima dovoljnu čvrstoću pri visokim temperaturama, ali znatan udarni presjek apsorpcije. Berilij je odličnih nuklearnih svojstava, ali je krhak, što otežava obradu. Osim toga, on omekšava pod utjecajem zračenja. Grafit ima također odlična nuklearna svojstva, ali je porozan i ne može zadržati produkte raspadanja.

3.2. Materijali za košuljice gorivih štapova

Hermetički zatvorena košuljica oko goriva nužna je jer bi inače plinoviti i čvrsti produkti raspada jezgara prodrli u krug rashladnog sredstva i ono bi postalo jako radioaktivno. Zbog toga košuljice moraju biti od takvog materijala koji može sačuvati svoja svojstva za cijelo vrijeme trajanja goriva u reaktoru. Ponekad materijal košuljice treba da preuzme funkciju konstrukcijskog materijala i mora zadržati produkte raspada, ako gorivo nema adekvatna svojstva. Oštećenje košuljice može nastati djelovanjem zračenja, korozije, umora materijala zbog vibracija i zbog kemijskih reakcija između goriva i košuljice. Premda se male pukotine i neznatna oštećenja mogu tolerirati, iskrivljenje gorivih elemenata nije dopušteno jer se zbog toga smanjuje lokalno strujanje rashladnog sredstva i povisuje temperatura, a znatne su teškoće prilikom zamjene gorivih elemenata.

Oštećenja mogu nastati prodorom vode u gorivi štap, što je moguće i pri maloj pukotini. Tada će voda prodrijeti u štap za vrijeme prekida rada. Pri stavljanju u pogon gorivi štap naglo se ugrijava, pa se voda isparuje brže nego što može izlaziti kroz pukotinu. Zbog toga raste tlak u gorivom štapu, pa to izaziva bubrenje i uzdužne pukotine košuljice. Takav tip oštećenja naročito je moguć kad se upotrijebi porozno gorivo kao što je uran-dioksid. Analogni negativni efekti mogu se pojaviti kad su organski spojevi rashladno sredstvo. Oni su naime u toku ugrijavanja izvrgnuti krekiranju, pa najveći dio ugljika u obliku koksa ostaje u gorivom štapu. Taloženje koksa izazvat će deformaciju košuljice.

U reaktorima s metalnim prirodnim uranom mogu se za košuljice upotrijebiti samo materijali s malim udarnim presjekom apsorpcije (berilij, magnezij, aluminij i cirkonij; tabl. 10.1).

Košuljice gorivih štapova s gorivom od uran-dioksida izvode se od nerđajućeg čelika ili cirkonija.

Austenitni nerđajući čelik (18–25% kroma i 8–25% nikla stabiliziranoga s niobijem) može se upotrijebiti kad je rashladni medij voda, vodena para ili ugljik-dioksid. Takav čelik ima dovoljnu čvrstoću i elastičnost, ali mu je koeficijent provođenja topline relativno nizak i udarni presjek apsorpcije visok. Zbog toga je potrebno da debljina stijenke bude što manja, ali ne smije biti previše tanka zbog opasnosti od savijanja dugih i tankih gorivih štapova, nastalih utjecajem naglih promjena temperature i promjene strujanja rashladnog sredstva, a i zbog opasnosti od oštećenja djelovanjem tlaka rashladnog sredstva.

Cirkonijeve legure mogu poslužiti za košuljicu gorivog štapa u reaktoru s vodom kao rashladnim sredstvom, ali ne i u onome s ugljik-dioksidom zbog korozivnog

djelovanja ugljik-dioksida na cirkonij. Te legure imaju niski udarni presjek apsorpcije, ali relativno visok koeficijent provođenja topline. Taj visoki koeficijent, međutim, nema veliko značenje u reaktorima hlađenima vodom jer ona ima vrlo visok koeficijent prijelaza topline. Zbog toga je moguće upotrijebiti košuljice dovoljno debelih stijenki, koje mogu izdržati visok tlak rashladnog sredstva.

U reaktorima s ugljik-dioksidom kao rashladnim sredstvom umjesto nerđajućeg čelika može poslužiti berilij, koji ima niski udarni presjek apsorpcije i koeficijent provođenja topline. Berilij je međutim skuplji od cirkonija, lako oksidira i krhak je. Njegovu krhkoću čini većom djelovanje neutrona zbog pojave helija u beriliju. Nastanak helija pri visokim temperaturama uzrokuje da berilij omekšava, pa granična temperatura do koje se berilij može upotrijebiti iznosi oko 650 °C.

3.3. Materijali za kontrolne šipke u reaktoru

Materijali koji apsorbiraju neutrone, odnosno kojima se postiže umjetno zatrovanje reaktora, upotrebljavaju se za regulaciju porizvodnje topline u reaktoru i za kompenzaciju postojećeg viška reaktivnosti u reaktoru. Takvi materijali dolaze u tri oblika:

a) kontrolne šipke, koje se mogu uvlačiti i izvlačiti iz reaktora, za regulaciju rada reaktora

b) »izgorivo« zatrovanje koje se u krutom obliku dodaje gorivu ili se dodaje uz gorivi element, pa se tako reaktivnost reaktora mijenja s izgaranjem goriva, jer se izgaranjem materijala koji apsorbira neutrone kompenzira izgaranje goriva

c) otopljeno zatrovanje koje se u obliku otopine materijalâ što apsorbiraju neutrone nalazi u rashladnom mediju da bi se ostvarila dodatna sigurnost za slučaj obustave pogona. Takvo dodatno zatrovanje otklanja se postepeno u toku rada reaktora.

Ponekad se izvode i drugi načini kontrole reaktorskog pogona: promjena razine moderatora u reaktoru (u reaktoru gdje je moderator teška voda), promjena položaja reflektora (u reaktoru s natrijem kao rashladnim sredstvom), promjena koncentracije goriva (u reaktoru s gorivom otopljenim u vodi). Većinom se međutim upotrebljavaju kontrolne šipke.

Ukupna vrijednost zatrovanja koja se mora ostvariti na bilo koji od spomenutih načina određena je maksimalnim viškom reaktivnosti što ga reaktor mora imati za vrijeme svog trajanja. Redovito se »izgorivo« zatrovanje i otopljeno zatrovanje upotrebljava samo kad nije moguće postaviti dovoljan broj kontrolnih šipki. »Izgorivo« zatrovanje utječe na mehanička svojstva i otpornost prema zračenju gorivih elemenata, ako se to zatrovanje dodaje gorivu. Dodavanje »izgorivog« zatrovanja u obliku metalnih traka uz gorive elemente nije dalo zadovoljavajuće rezultate (deformacija, oštećenje traka). Otopljeno zatrovanje često je u reaktorima hlađenima vodom kao sredstvo u nuždi, da bi se kontrolirao višak reaktivnosti hladnog reaktora. Otklanjanje zatrovanja nakon stavljanja u pogon nije međutim pogodno.

Kao što je već pokazano (3. odjeljak devetog poglavlja), na promjenu reaktivnosti utječe zatrovanje produktima raspada, izgaranje goriva, proizvodnja novog goriva i temperatura reaktora. Ta promjena reaktivnosti ovisi o reaktorskom tipu. Reaktori s vodom kao moderatorom imaju znatnu promjenu reaktivnosti za vrijeme pogona. To je posljedica znatnog širenja vode ovisno o temperaturi (hladni reaktor u pogonu!) i relativno velike količine goriva potrebne da bi se osiguralo dovoljno dugo razdoblje između dvije zamjene gorivih elemenata. Takvi reaktori imaju promjenu reaktivnosti od 25% i više između dvije zamjene goriva. Drugi tipovi reaktora imaju znatno manju promjenu reaktivnosti. Reaktori s visokoobogaćenim uranom imaju promjenu reaktivnosti između 6 i 7%. Takva promjena je i kod onih s prirodnim uranom jer se u takvim reaktorima teško i postiže visok faktor multiplikacije. Prema tome, ukupan višak reaktivnosti koji je potrebno moći kontrolirati kreće se od 6 do 30%, ovisno o tipu reaktora.

Kontrolne šipke smanjuju reaktivnost reaktora apsorbiranjem neutrona koji bi inače uzrokovali raspad fisijskog materijala. Opadanje reaktivnosti zbog apsorpcije neutrona za određeni dio neutrona ovisi o mjestu apsorpcije u reaktoru i o energiji apsorbiranih neutrona. U termičkim reaktorima najveći dio neutrona je apsorbiran kad je već postigao termičku brzinu, pa se udarni presjek apsorpcije za spore neutrone smatra karakteristikom kojom je određeno svojstvo materijala za kontrolne šipke. Dakako da je ta karakteristika nužan uvjet, ali pri izboru materijala valja uzeti u obzir otpornost prema djelovanju zračenja i korozije, mehaničku čvrstoću, metaluršku stabilnost, mogućnost proizvodnje i cijenu. Najčešće se upotrebljavaju bor, hafnij, kadmij te smjesa srebra s indijem i kadmijem.

U tabl. 10.2. karakteristike su materijala kojima se postiže umjetno zatrovanje reaktora. Navedeni udarni presjeci apsorpcije vrijede za spore neutrone, a ovisnost udarnih presjeka apsorpcije za bor i kadmij prikazana je na sl. 9.18.

Tabl. 10.2. Podaci o karakteristikama materijala za kontrolne šipke u reaktoru

		Gustoća kg/dm^3	Srednji udarni presjek 10^{-28} m^2	Debljina »crnoće« cm
Bor (prirodni)	B	2,3	651	0,023
Bor (izotop 10)	B-10	2,3	3470	0,004
Srebro	Ag	10,5	54	0,62
Kadmij	Cd	8,6	2210	0,0192
Indij	In	7,3	165	0,310
Hafnij	Hf	13,4	91	0,471
Europij	Eu	7,3[a)]	3980	0,0175
Gadolinij	Gd	7,6[a)]	39800	0,0017

Kontrolne šipke, međutim, ne služe samo za kompenzaciju viška reaktivnosti i za regulaciju snage reaktora već i radi postizanja jednoličnije raspodjele neutronskog toka i kontrole prostorne raspodjele ksenona. Sa stajališta konstrukcije

reaktora i troškova povoljnije je kontrolne štapove svesti na najmanji mogući broj, a s obzirom na jednoličniju raspodjelu neutronskog toka poželjno je imati što više kontrolnih šipki.

Kao što se vidi na sl. 9.18, udarni presjek apsorpcije ovisi o energiji neutrona. Prema tome efikasnost pojedinog materijala ovisi o spektru neutrona u reaktoru. Često su prikladne kontrolne šipke izvedene od smjese materijala. U reaktorima u kojima se pojavljuje vrlo velik broj termičkih neutrona (reaktor s grafitom kao moderatorom) povoljno je upotrijebiti bor. U reaktorima s obogaćenim uranom (reaktor s vodom kao moderatorom) u kojem se pojavljuju i neutroni s energijama nešto višima od energije termičkih neutrona kontrolni su štapovi od hafnija ili smjese kadmija, srebra i indija jer za takve neutrone imaju viši udarni presjek apsorpcije.

Obično se kontrolne šipke tako konstruiraju da budu gotovo potpuno »crne« za termičke neutrone. Oznaka »crno« ima analogno značenje kao pri razmatranju zračenja topline (4. odjeljak šestog poglavlja). To znači da će svi neutroni koji prijeđu granicu površine kontrolne šipke biti apsorbirani. Da bi neki materijal bio »crn« za termalne neutrone, mora imati nekoliko puta veći udarni presjek apsorpcije od udarnog presjeka sraza i debljinu nekoliko puta veću od srednjega slobodnog puta apsorpcije. Taj srednji slobodni put naziva se debljina »crnoće« (tabl. 10.2). Ako je materijal za apsorpciju neutrona pomiješan s nekim drugim materijalom, npr. s nerđajućim čelikom, potrebna debljina mora se povećati u skladu s razrjeđenjem materijala za apsorpciju.

Kad je kontrolna šipka uvučena u reaktor, neutronski je tok smanjen u njezinoj neposrednoj blizini. Veličina prostora koji se stvarno može kontrolirati jednom šipkom ovisi o difuzionoj duljini neutrona u reaktorskoj jezgri, koja je zapravo mjera za udaljenost što je neutron prijeđe od mjesta gdje postiže termičku brzinu do mjesta apsorpcije. Difuziona duljina ovisi o vrsti moderatora, goriva i konstrukcijskih materijala u reaktorskoj jezgri. U reaktorima s običnom vodom kao moderatorom difuziona duljina iznosi oko 2 cm, a u onima s grafitom i teškom vodom difuzione su duljine znatno veće, između 10 i 20 cm, s tim da reaktor s obogaćenim uranom ima manju difuzionu duljinu. Kraća difuziona duljina neutrona znači i manji prostor kontroliran jednom kontrolnom šipkom.

U reaktorima s običnom vodom kao moderatorom, zbog male difuzione duljine, potrebno je tako izvesti kontrolne šipke da se postigne što veći omjer između površine i volumena šipke, kako bi kontrolni štap imao što veću površinu i što više obuhvatio gorivo. Zbog toga za takve reaktore kontrolne šipke imaju presjek u obliku križa, a u onima s teškom vodom i grafitom su cilindrične.

Šipke s presjekom u obliku križa često otežavaju konstrukciju reaktora zbog nemogućnosti smještaja površine šipki u neposrednu blizinu goriva. Tada je efikasnost djelovanja kontrolnih štapova posebno važna. Kad je već šipka »crna« za termičke neutrone, jedan od načina da se poveća efikasnost jest porast apsorpcije neutrona s većim energijama od termičkih neutrona. To se postiže pomoću hafnija i indija.

Da bi se povećala apsorpcija bržih neutrona, nekad su kontrolne šipke od kvadratnih cijevi napunjenih vodom koje su izvedene od materijala što vrlo dobro

apsorbira samo termičke neutrone. Unutrašnje i vanjske površine cijevi »crne« su za termičke neutrone. Neutron veće brzine proći će kroz stijenku cijevi, ali će pri prolasku kroz vodu u njoj predati molekulama vode dio svoje energije, pa će ga konačno kao termički neutron apsorbirati nasuprotna stijenka.

Drugi konstrukcijski problem, pogotovo u reaktorima hlađenima vodom, odnosi se na povećani neutronski tok u prostoru koji je nakon izvlačenja kontrolne šipke napunjen vodom. To će izazvati povećanje temperature u susjednim gorivim elementima s mogućnošću oštećenja u određenim uvjetima. Da se to spriječi, umjesto kontrolnih šipki umeću se šipke od materijala koji ne apsorbira neutrone, kako bi se održalo onakvo strujanje rashladnog sredstva kao da nije izvučena kontrolna šipka.

Efektivno vrijeme trajanja kontrolnih šipki ograničeno je »izgaranjem« apsorpcijskog materijala (apsorpcijom neutrona on se pretvara u drugi izotop ili u drugi element), oštećenjem zbog djelovanja zračenja i korozijom. Obično se odabire takav materijal koji nije podvrgnut koroziji.

Znatan je broj kontrolnih šipki najčešći izvan jezgre, kao rezerva za slučaj obustavljanja. Druge šipke izvrgnute su djelovanju neutrona u toku dugog razdoblja; one moraju kompenzirati višak reaktivnosti potreban zbog izgaranja goriva. Trajnost apsorpcijskog materijala ovisi o toku neutrona na mjestu postavljanja šipki. Nejednolika radijalna i aksijalna raspodjela neutronskog toka uzrokuje nejednoliko izgaranje pojedinih šipki. Osim toga, ako je šipka samo djelomično uvučena, izgaranje njezina vrška bit će naročito intenzivno.

Očekuje li se znatno izgaranje, ne valja upotrijebiti materijale visokoga udarnog presjeka apsorpcije jer će se kontrolna šipka brzo »istrošiti«. Ako se apsorpcijom neutrona u apsorpcijskom materijalu stvara novi izotop također visokoga udarnog presjeka apsorpcije (to vrijedi za europij), trajnost se produžuje, a izgaranje nije tako intenzivno.

Efektivno vrijeme trajanja kontrolne šipke ovisi, dakle, o načinu upotrebe, o konstrukciji jezgre i o neutronskom toku. Kao primjer mogu se navesti podaci o trajanju pojedinih vrsta kontrolnih šipki u reaktoru s vodom kao moderatorom: hafnij 18,5 godina, 2%-tni bor u nerđajućem čeliku 2,1 godina, 10%-tni europij-oksid (Eu_2O_3) u nerđajućem čeliku 8,0 godina, a prašina bor-karbida (B_4C) u cijevima od nerđajućeg čelika 4,6 godina.

Apsorpcijom neutrona u boru nastaje helij, što uzrokuje znatna oštećenja zbog visokoga unutrašnjeg tlaka. To je razlog da se upotrebljava bor ili spojevi s borom u obliku prašine.

3.4. Materijali za moderator

Izbor materijala za moderator povezan je s ovim činiocima: nuklearne karakteristike, vladanje moderatora izvrgnutoga zračenju, snošljivost moderatora s drugim materijalima, vrsta rashladnog sredstva (ako je različito od moderatora), temperatura i ekonomičnost.

Za moderator mogu se upotrijebiti berilij, berilij-oksid, grafit, organske tekućine, obična i teška voda, te cirkonij-hidrid. Kad je riječ o tekućinama (pri temperaturama koje vladaju u reaktoru), one mogu poslužiti i kao moderator i kao sredstvo za hlađenje (obična i teška voda, organske tekućine).

Dimenzije jezgre termičkog reaktora određene su najvećim dijelom potrebnim međuprostorom u moderatoru da bi se neutroni usporili na termičku brzinu. Taj međuprostor određen je gustoćom moderatora i gubitkom energije prilikom sraza neutrona i atoma moderatora. Materijali koji sadrže vodik (voda, organski spojevi, cirkonij-hidrid) izazivaju najveći gubitak energije neutrona prilikom sraza jer je gubitak energije to veći što je atomska masa materijala manja (2.4. devetog poglavlja). Zbog toga su reaktorske jezgre s takvim materijalima kao moderatorom relativno malih dimenzija. Također se upotrebom berilija i berilij-oksida mogu ostvariti relativno male reaktorske jezgre jer njihova relativno velika gustoća kompenzira niski gubitak energije pri srazu. Nasuprot tome, grafit kao moderator zahtijeva reaktorske jezgre velikih dimenzija jer ima malu gustoću i izaziva mali gubitak energije pri srazu s neutronom.

O udarnom presjeku apsorpcije upotrijebljenog moderatora ovisi vrsta goriva. Visoki udarni presjek apsorpcije vodika (u običnoj vodi, organskim spojevima i cirkonij-hidridu) zahtijeva obogaćeni uran kao gorivo, a u reaktorima s prirodnim uranom može moderator biti ili grafit ili teška voda.

Djelovanje zračenja na moderatorski materijal utječe na konstrukciju i pogon reaktora. Voda se pritom polagano rastvara, pa je potrebno osigurati ili ponovno spajanje radioelektrolitskih plinova ili dolijevanje vode. Organske tekućine također se rastvaraju pod utjecajem zračenja i zbog toga je nužno pročišćivanje i dopunjavanje. Zbog zračenja grafit i berilij mijenjaju dimenzije.

Korozija, koju uzrokuju tekućine kao moderator i rashladno sredstvo, odlučujući je faktor za izbor konstrukcijskih materijala. Voda već pri temperaturama od 260 °C izaziva koroziju većine materijala. Samo dva materijala, nerđajući čelik i legure cirkonija, otporna su protiv korozije kad je voda moderator i rashladno sredstvo. Organske tekućine normalno ne izazivaju koroziju, pa se kao konstrukcijski materijal može upotrijebiti i obični čelik.

Otpornost čvrstih moderatora prema koroziji može biti ograničavajući činilac pri izboru rashladnog sredstva i pogonske temperature. Iznad 550 °C ne može poslužiti grafit kao moderator i ugljik-dioksid kao rashladno sredstvo jer pri višoj temperaturi naglo raste međusobna kemijska reakcija (presvlačenjem grafita to se sprečava). Upotreba helija kao rashladnog sredstva s grafitom kao moderatorom moguća je pri vrlo visokim temperaturama, ali nečist helij može izazvati koroziju.

Natrij ne reagira s grafitom, ali grafit mora biti presvučen odgovarajućim materijalom da bi se spriječilo ispunjavanje njegovih pora natrijem, što bi povećalo apsorpciju neutrona.

3.5. Rashladna sredstva

Rashladno sredstvo struji kroz reaktor i odvodi u njemu proizvedenu toplinu bilo u izmjenjivač topline, zapravo parni kotao u kojemu se proizvodi vodena para da bi se iskoristila u parnoj turbini, bilo neposredno u turbinu. Kad je rashladno sredstvo voda pod tlakom, organske tekućine, rastaljeni natrij ili većina plinova, potreban je izmjenjivač topline, a para stvorena u reaktoru i neki plinovi mogu neposredno poslužiti za pogon turbine.

Idealno rashladno sredstvo trebalo bi da ima ova svojstva: nisku temperaturu taljenja, visoku temperaturu isparivanja (s izuzetkom sredstava koja se isparuju u reaktoru), nekorozivnost, male udarne presjeke apsorpcije, visoku sposobnost usporavanja neutrona i visoku termičku stabilnost, malu induciranu radioaktivnost kao posljedicu zračenja, visoki koeficijent prijelaza topline i malu potrebnu snagu za pumpanje ili kompresiju.

Nijedno od rashladnih sredstava nema sva spomenuta svojstva, pa ih se upotrebljava veći broj jer pojedina imaju stanovite prednosti za određene tipove reaktora. U upotrebi su: obična i teška voda (obje pod tlakom ili s isparivanjem u reaktoru), organske tekućine, natrij, smjesa natrija i kalija, rastaljene soli te plinovi kao zrak, ugljik-dioksid, helij i vodena para.

Podatke o svojstvima nekih rashladnih sredstava sadrži tabl. 10.3.

Poželjno je da rashladno sredstvo ima temperaturu taljenja nižu od normalne temperature okoline jer će se tada izbjeći potreba predgrijavanja prije dovođenja u reaktor i jer tada neće biti opasnosti od skrućivanja rashladnog sredstva u reaktoru dok on ne radi. Taj se problem ne pojavljuje za vodu ili plinove, ali je od značenja kad je rashladno sredstvo natrij ili su to drugi rastaljeni metali, organske tekućine i rastaljene soli. Natrij se ponekad upotrebljava u smjesi s kalijem jer je temperatura taljenja takve smjese vrlo blizu normalnoj temperaturi okoline. Kalij, međutim, ima veći udarni presjek apsorpcije nego natrij, a smjesa kalija i natrija lošijih je svojstava s obzirom na provođenje i prijelaz topline.

S obzirom na stupanj djelovanja povoljnije je da rashladno sredstvo ima što višu temperaturu na izlazu iz reaktora. Njegova maksimalna temperatura ograničena je maksimalnom dopuštenom temperaturom s obzirom na gorivo, zatim pojavom korozije, termičkom stabilnošću rashladnog sredstva i ostalim fizikalnim svojstvima. Visoka temperatura isparivanja rashladnih sredstava, kao što je rastaljeni natrij, dopušta pogon u krugu hlađenja s tlakom okoline uz visoku temperaturu, a to je svakako prednost u pogledu konstrukcije i pogona. Za vodu kao rashladno sredstvo temperatura je ograničena na oko 300 °C ako se želi da ona ostane u tekućemu agregatnom stanju. Tada je potreban poseban isparivač (parogenerator) u kojemu će voda iz reaktora predati toplinu u sekundarni krug voda-para, pa će tek u njemu proizvedena para poslužiti za pogon turbine. Osim toga moguće je ostvariti reaktor s vodom kao rashladnim sredstvom, ali koja isparuje u njemu samom. Tada se para može neposredno dovoditi u parnu turbinu, pa se na taj način eliminira sniženje temperature u isparivaču zbog potrebnog prijelaza topline. Kad bi se upotrijebilo gorivo otopljeno u vodi (kao npr. sulfati ili fosfati urana), pojavili bi se problemi korozije i nestabilnost otopine.

Tabl. 10.3. Svojstva nekih rashladnih sredstava

Pri tlaku MPa		Pri temperaturi °C	Temperatura taljenja °C	Temperatura isparivanja °C	Specifična točina c $\frac{kJ}{kg\,K}$	Koeficijent provođenja topline λ $\frac{kJ}{m\,h\,K}$	Koeficijent prijelaza topline[1] k $\frac{kJ}{m^2\,h\,K}$	Udarni presjek apsorpcije σ $10^{-28}\,m^2$	Relativna snaga pumpanja[2]	Inducirana radioaktivnost (novonastale jezgre; vrijeme poluraspada; energija zračenja)
Helij (He)	0,1 0,7	100 500	plin	plin	5,19	0,59	335 1415	0	5400	nema
Zrak	0,1	100 500	plin	plin	1,00 1,09	0,11 0,21	419 1946	1,5	11900	$^{16}_{7}N$; 7,3 s; 6 MeV(γ) $^{41}_{18}Ar$; 1,8 h; 1,4 MeV(γ)
Ugljik-dioksid (CO_2)	0,1 0,7	100 300	plin	plin	0,91 0,97	0,10 0,13	276 490	0,003		$^{16}_{7}N$; 7,3 s; 6 MeV(γ)
Voda (H_2O)	0,1 11,5	100 320	0	100	4,22 6,61	2,45 1,77	80800 121400	0,62	3800	kao CO_2
Teška voda (D_2O)	0,1	~ 100	3,8	101,4	4,48			$0,92 \cdot 10^{-3}$	3800	kao CO_2
Natrij (Na)	0,1 0,1	100 500	98	883	1,39 1,28	311 258	309700	0,50	0,2	$^{24}_{11}Na$; 14,5 h; 2,5 MeV(γ)
NaK (44 % K)	0,1	100–500	19	882	1,05–1,13	90 – 103	155300	1,1	0,2	kao Na i još $^{42}_{19}K$; 12,4 h; 1,5 MeV(γ)

[1] Za cijevi 12,7 mm unutrašnjeg promjera i brzinu plinova od 30 m/s, odnosno tekućina 6 m/s.
[2] Snaga pumpanja preračunata na isti toplinski učin, snaga = 1 za rastaljeni bizmut.

Upotreba materijala u reaktoru (košuljice gorivih štapova, konstrukcijski materijali) ovisi o korozivnom djelovanju rashladnog sredstva. Za reaktore hlađene vodom potreban je nerđajući čelik ili legure cirkonija, a za one hlađene natrijem nerđajući čelik, cirkonij i legure čelika. Organska rashladna sredstva nisu korozivna ako je sadržaj vode u određenim granicama, pa se mogu upotrijebiti normalni čelici i aluminij ako se ne premašuje 450 °C, što je i maksimalna dopuštena temperatura jer pri višim vrijednostima upotrijebljeni organski spojevi nisu stabilni. Kad je helij ili ugljik-dioksid rashladno sredstvo, normalno nema korozije. Unatoč tome moguće kemijske reakcije između ugljik-dioksida i grafita ograničuju temperaturu na oko 550 °C u reaktorima s ugljik-dioksidom kao rashladnim sredstvom i grafitom kao moderatorom.

Upotreba rashladnih sredstava maloga udarnog presjeka apsorpcije smanjuje potrebu da se uran obogaćuje i omogućuje bolje iskorištenje goriva. Samo s rashladnim sredstvima koja imaju mali udarni presjek apsorpcije (npr. ugljik-dioksid, teška voda i helij) može se ostvariti reaktor s prirodnim uranom. Ostala rashladna sredstva uvjetuju upotrebu obogaćenog urana.

U termalnim reaktorima nužno je da rashladno sredstvo ima visoki omjer usporavanja (9.59) ako je rashladno sredstvo istodobno moderator. Visoki omjer usporavanja poželjan je usto radi sigurnosti jer se tako osigurava nestanak reaktivnosti (9.88) za slučaj gubitka rashladnog sredstva.

Utjecaj radioaktivnog zračenja na plinove i natrij je zanemarljiv. Nasuprot tome, djelovanjem zračenja rastvaraju se obična voda, teška voda i organski spojevi pa je potreban uređaj za pročišćavanje u krugu rashladnog sredstva.

Termička stabilnost vode (obične i teške), natrija i plinova je povoljna, ali se organski spojevi rastvaraju već pri 450 °C.

Da bi se smanjila zaštita vanjskih dijelova postrojenja kojima protječe rashladno sredstvo, povoljno je da ono ne postane radioaktivno prolazeći kroz reaktor. Prolaskom vode kroz reaktor aktivira se kisik i postaje radioaktivni dušik (N-15), pa ta pojava zahtijeva zaštitu primarnog sistema. Organska rashladna sredstva, ako sadrže samo vodik i ugljik, ne postaju znatnije radioaktivna kad u njima nema nečistoća koje mogu biti izvor intenzivne radioaktivnosti. Natrij postaje znatno radioaktivan (Na-24 s vremenom poluraspada od 14,5 sati), pa je potrebno zaštititi primarni rashladni krug. U homogenim reaktorima, kad se gorivo nalazi u rashladnom sredstvu, razina je radioaktivnosti vrlo visoka, pa je nužna zaštita.

Ne postoji problem kemijske reakcije između vode i pare, koja je djelatna tvar za pogon turbina, s jedne strane, i rashladnog sredstva, s druge strane, ako je rashladno sredstvo voda, plinovi ili organski spojevi. Nasuprot tome, natrij i rastaljene soli kemijski reagiraju s vodom i parom, pa u izmjenjivačima topline mora biti postignuta sigurna odvojenost između rashladnog sredstva i djelatne tvari (voda-para).

Sposobnost prijenosa topline rashladnim sredstvom određena je specifičnom toplinom i gustoćom rashladnog sredstva. Tekući metali (natrij i kalij) nepovoljniji su u tome u usporedbi s vodom jer im je uz podjednaku gustoću znatno manja specifična toplina. Plinovita rashladna sredstva znatno su nepovoljnija zbog male gustoće i pri visokim tlakovima.

Za sposobnost transporta topline, međutim, od velike je važnosti i koeficijent prijelaza topline. Najpovoljniji su u tome rastaljeni metali, ali i voda ima povoljan koeficijent prijelaza topline, pogotovo kad je riječ o temperaturama koje se pojavljuju u reaktorima. Zbog malog koeficijenta prijelaza topline, u reaktorima s plinovitim rashladnim sredstvom potrebne su velike površine za prijelaz topline i u samom reaktoru i u izmjenjivačima topline.

4. Tipovi nuklearnih reaktora

Razvijeni su i još se razvijaju brojni tipovi termičkih reaktora. Mogu se klasificirati prema nuklearnom gorivu, moderatoru i prema rashladnom sredstvu.

S obzirom na nuklearno gorivo dva su osnovna tipa termičkih reaktora: reaktori s prirodnim uranom i reaktori s malo obogaćenim uranom (između 1 i 10%). U tabl. 10.4 navedene su moguće kombinacije moderatora i rashladnog sredstva u reaktorima s prirodnim i obogaćenim uranom. Iz spomenute tablice može se zaključiti da nije moguća izvedba reaktora s prirodnim uranom i običnom vodom kao moderatorom zbog velikog udarnog presjeka apsorpcije (σ_a) obične vode (tabl. 9.10). Građeni su, međutim, reaktori s prirodnim uranom, i to u različitim kombinacijama moderatora i rashladnog sredstva: grafit-obična voda, grafit-ugljik-dioksid, teška voda-teška voda, teška voda-ugljik-dioksid.

Tabl. 10.4. Mogući tipovi tehničkih reaktora

	Prirodni uran	Obogaćeni uran (1 –10 % U-235)
Moderator Rashladni medij	grafit, teška voda ugljik-dioksid, teška voda, obična voda, organski spojevi	grafit, obična voda ugljik-dioksid, helij, obična voda, organski spojevi, rastaljene soli

Tabl. 10.5. Kombinacije moderatora i rashladnog sredstva termičkih reaktora (sa »da« označene su svrsishodne kombinacije, sa – nesvrsishodne kombinacije, a s upitnikom kombinacije kojih buduće iskorištenje nije još razjašnjeno)

Moderator	Rashladno sredstvo							
	obična voda		plin		teška voda		organski spojevi	rastaljene soli
	kipuća	pod tlakom	ugljik-dioksid (CO_2)	helij (He)	kipuća	pod tlakom		
voda	da	da	–	–	–	–	–	–
grafit	da	da	da	da	–	–	?	?
teška voda	da	–	da	?	da	da	?	–
organski spojevi	–	–	–	–	–	–	da	–
rastaljene soli	–	–	–	–	–	–	–	da

Tabl. 10.6. Pregled tipova nuklearnih reaktora

Oznaka	Izvorni naziv	Naziv	Rashladno sredstvo	Moderator	Gorivo
AGR	Advanced Gas Cooled Reactor	usavršeni hlađeni reaktor plinom	plin	grafit	slaboobogaćeni uran
BLWHWR	Boiling Light Water Heavy Water Reactor	teškovodni reaktor hlađen kipućom običnom vodom	kipuća obična voda	teška voda	prirodni ili slabo-obogaćeni uran
BLWR	Boiling Light Water (Heavy Water) Reactor	teškovodni reaktor hlađen kipućom običnom vodom	kipuća obična voda	teška voda	prirodni ili slabo-obogaćeni uran
BWR	Boiling Water Reactor	reaktor s kipućom vodom	kipuća voda	kipuća voda	slaboobogaćeni uran
CANDU	CANada Deuterium Uranium	(PHWR razvijen u Kanadi)	teška voda	teška voda	prirodni uran
FBR	Fast Breeder Reactor	brzi oplodni reaktor	tekući metal ili plin	nema	visokoobogaćeni uran ili plutonij ili uran-233
GCHWR	Gas Cooled Heavy Water Reactor	reaktor hlađen plinom i moderiran teškom vodom	plin	teška voda	prirodni uran
GCR	Gas Cooled Reactor	reaktor hlađen plinom	plin (obično ugljik--dioksid)	grafit	prirodni uran
HTR	High Temperature Reactor	visokotemperaturni reaktor	plin ili tekući metal	grafit	obogaćeni uran
HTGR	High Temperature Gas (Cooled) Reactor	visokotemperaturni plinom hlađeni reaktor	helij	grafit	obogaćeni uran
HWR	Heavy Water Reactor	teškovodni reaktor	teška voda ili plin ili obična voda	teška voda	prirodni uran, slaboobogaćeni uran, uran-233, plutonij
LGR	Light (Water) Graphite Reactor	reaktor s grafitom hlađen običnom vodom	obična voda	grafit	slaboobogaćeni uran
LMFBR	Liquid Metal Fast Breeder Reactor	oplodni reaktor hlađen tekućim metalom	tekući metal (natrij)	nema	visokoobogaćeni uran ili plutonij

Pregled tipova nuklearnih reaktora (nastavak tablice 10.6.)

Oznaka	Izvorni naziv	Naziv	Rashladno sredstvo	Moderator	Gorivo
LWBR	Light Water Breeder Reactor	lakovodni oplodni reaktor	obična voda	ista obična voda	uran-233
LWCHW	Light Water Cooled Heavy Water (Reactor)	teškovodni reaktor hlađen običnom vodom	obična voda	teška voda	obogaćeni uran
LWR	Light Water Reactor	lakovodni reaktor (hlađen i moderiran običnom vodom)	obična voda	ista obična voda	slaboobogaćeni uran, uran-233, plutonij
LWGR	Light Water Graphite Reactor	lakovodni reaktor moderiran grafitom	obična voda	grafit	slaboobogaćeni uran
MSR	Molten Salt Reactor	reaktor hlađen rastaljenim solima	rastaljene soli	rastaljene soli	slaboobogaćeni uran
OMR	Organic Moderated Reactor	reaktor s organskim moderatorom	organska tekućina	ista organska tekućina	slaboobogaćeni uran
PHWR	Pressurized Heavy Water Reactor	reaktor hlađen teškom vodom pod tlakom	teška voda pod tlakom	teška voda pod tlakom	prirodni uran
PLWHWR	Pressurized Light Water (Cooled) Heavy Water Reactor	reaktor hlađen običnom vodom pod tlakom i moderiran teškom vodom	obična voda pod tlakom	teška voda	prirodni uran
PWR	Pressurized Water Reactor	reaktor hlađen vodom pod tlakom	obična voda pod tlakom	ista obična voda	slaboobogaćeni uran
SGHWR	Steam Generating Heavy Water Reactor	reaktor hlađen kipućom običnom vodom	obična voda	teška voda	prirodni ili slabo-obogaćeni uran
TBR	Thermal Breeder Reactor	termički oplodni reaktor	teška voda, plin	teška voda, grafit	uran-233
VVR (rus. ВВР)	Водо-водяной реактор	voda – voda reaktor (u SSSR-u naziv za PWR)	obična voda	ista obična voda	slaboobogaćeni uran

U tabl. 10.5 prikazane su moguće kombinacije moderatora i rashladnog sredstva. Uglavnom su građeni energetski reaktori s običnom vodom, teškom vodom i plinom kao rashladnim sredstvom.

U tabl. 10.6. nalaze se podaci o tipovima nuklearnih reaktora koji su dosada izgrađeni bilo za komercijalnu upotrebu bilo kao eksperimentalni reaktori. Među njima su termički, oplodni i oplodni brzi reaktori. Svrstani su prema oznakama koje se osnivaju na izvornim engleskim nazivima. Takve su oznake u općenitoj upotrebi. Za svaki tip reaktora navedeni su podaci o rashladnom sredstvu, moderatoru i gorivu.

Termički oplodni reaktori, lakovodni oplodni reaktor (LWBR) i termički oplodni reaktor (TBR), sa U-233 kao gorivom, nalaze se u eksperimentalnoj fazi. Dosad su izgrađena samo dva reaktora s organskim tekućinama (OMR), ali su oba obustavljena zbog raspadanja organskih spojeva djelovanjem zračenja. Reaktori s rastaljenim solima (MSR) još su u eksperimentalnoj fazi. Brzi reaktori (FBR i LMFBR) razvijaju se u više zemalja, ali još nisu dostigli komercijalnu upotrebljivost.

Ostali termički reaktori mogu se prema upotrijebljenom moderatoru svrstati u tri skupine: u reaktore moderirane grafitom, običnom vodom i teškom vodom.

U prvu skupinu spadaju sljedeći tipovi reaktora: reaktor hlađen plinom i moderiran grafitom (GCR), usavršeni reaktor hlađen plinom i moderiran grafitom (AGR), visokotemperaturni reaktor hlađen plinom i moderiran grafitom (HTGR) i lakovodni reaktor moderiran grafitom (LWGR).

U drugu grupu spadaju: reaktor hlađen i moderiran običnom vodom pod tlakom (PWR) i reaktor hlađen i moderiran kipućom vodom (BWR). Reaktor VVR sovjetska je varijanta reaktora PWR. Reaktori druge skupine nazivaju se lakovodnim reaktorima.

U treću skupinu spadaju tzv. teškovodni reaktori: reaktor hlađen i moderiran teškom vodom (HWR ili CANDU), reaktor hlađen i moderiran teškom vodom pod tlakom (PHWR) i reaktor hlađen običnom kipućom vodom i moderiran teškom vodom (SGHWR).

Postoje i druge izvedbe reaktora koje se mogu svrstati u tri spomenute skupine, ali navedene izvedbe imaju najveće praktično značenje.

5. Grafitni reaktori

5.1. Reaktor hlađen ugljik-dioksidom (GCR)

Takav tip razvio se, kako po svemu izgleda, u prvom redu kao proizvođač plutonija, a tek sekundarno kao energetski reaktor. Na to upućuje i činjenica da su u prvom redu nastali u zemljama – Velika Britanija i Francuska (tabl. 10.7) – koje nisu imale postrojenja za obogaćivanje urana, pa je plutonij poslužio kao baza za nuklearno naoružanje. Osim toga, izgradnja je takvih reaktora moguća s prirodnim uranom, što je čini neovisnom o proizvođačima obogaćenog urana (prije tridesetak godina samo SAD i SSSR).

Tabl. 10.7 Rekatori hlađeni plinom i mederirani grafitom (GCR) u pogonu, snaga na pragu elektrane MW

	Francuska	Italija	Japan	Španjolska	Velika Britanija	Ukupno
1956.	–	–	–	–	200	200
1958.	–	–	–	–	200	200
1962.	–	–	–	–	576	576
1963.	–	153	–	–	–	153
1964.	–	–	–	–	320	320
1965.	–	–	–	–	1550	1550
1966.	710	–	159	–	580	1449
1968.	460	–	–	–	600	1060
1970.	515	–	–	–	–	515
1971.	540	–	–	–	590	1130
1972.	–	–	–	480	590	1070
Ukupno	2225	153	159	480	5206	8223

Jezgra reaktora sastoji se od grafitnih blokova u koje su uloženi gorivi elementi. Blokovi grafitnog moderatora precizno su mehanički obrađeni i međusobno uklinjeni tako da mogu slijediti promjene dimenzija koje nastaju zbog promjene temperature. Grafitna jezgra ima ekvivalentan promjer od 12 do 17 m i visinu od 8 do 9 m (ovisno o snazi). U grafitnom moderatoru ugrađeni su vertikalni rashladni kanali promjera oko 100 mm. Takvih provrta ima 3 000 do 6 000, što ovisi o snazi reaktora, i u njih se ulažu gorivi elementi, a kroz razmak između gorivih elemenata

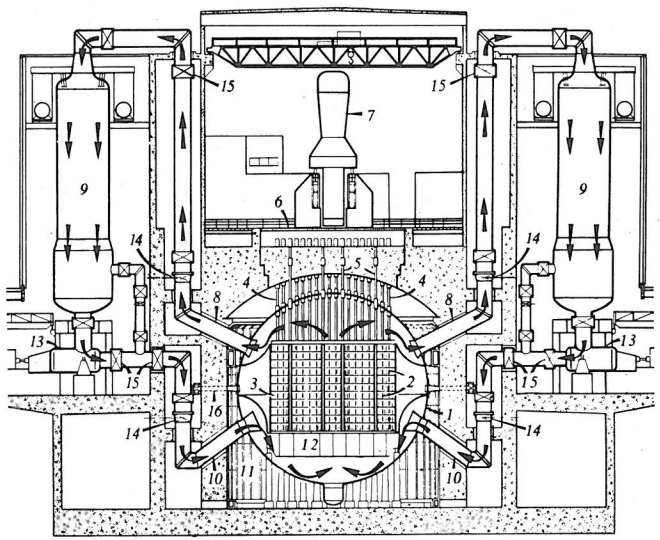
i stijenki struji ugljik-dioksid za hlađenje jezgre. Masa grafita u reaktoru iznosi 2 000 do 3 000 t, a masa urana 200 do 300 t.

Gorivi su elementi šipke od metalnih urana promjera oko 30 mm. Šipke su uložene u obloge od legure magnezija (komercijalni je naziv legure Magnox, pa se i reaktori nazivaju Magnox-reaktorima). Obloga ima rebra za poboljšanje prijelaza topline i odstojnike koji podržavaju gorive elemente u predviđenom položaju. U svakom rashladnom kanalu ima 8 do 10 koaksijalno smještenih gorivih elemenata. Snaga se reaktora regulira apsorpcijskim šipkama od čelika s visokim udjelom bora. U reaktoru ima oko 100 takvih šipki.

Jezgra je reaktora smještena u cilindričnoj ili kuglastoj posudi od čelika ili armiranog betona. Posljednja i najveća britanska elektrana toga tipa (NE Wyfla) ima dva reaktora termičke snage 1 875 MW. Svaki je reaktor smješten u armiranobetonsku kuglastu posudu promjera oko 29 m. Prva serija takvih reaktora imala je čelične posude, najprije cilindrične, a poslije kuglaste promjera 15 do 20 m sa stijenkama debelim oko 100 mm.

S razvojem takvih reaktora tlak ugljik-dioksida postepeno se povećavao od 1 do 2,8 MPa.

Plin ugrijan u reaktorskoj jezgri struji kroz parogenerator (sl. 10.1) u kojem predaje toplinu vodi, odnosno pari. Na ulazu u reaktor temperatura je ugljik-diok-



Sl. 10.1. Presjek kroz postrojenje plinom hlađenog i grafitom moderiranog reaktora s prirodnim uranom: 1– posuda reaktora, 2 – gorivi elementi, 3 – grafitni moderator, 4 – cijevi za izmjenu goriva, 5 – vodilice regulacijskih šipki, 6 – gornja platforma reaktora, 7 – stroj za izmjenu goriva, 8 – izlaz plina iz reaktora, 9 – parogenerator, 10 – ulaz plina u reaktor, 11 – termički štit, 12 – potporna konstrukcija, 13 – plinska puhala, 14 – glavni ventil, 15 – kompenzator termičke ekspanzije, 16 – detekcija oštećenih gorivih elemenata. Strelice označuju smjer protoka plina.

sida 160 do 250 °C, a na izlazu iz reaktora 350 do 510 °C. Izlaznu temperaturu ugljik-dioksida ograničuje dopuštena temperatura obloge gorivih elemenata. Cirkulaciju ugljik-dioksida osiguravaju plinska puhala: 4 do 8 puhala po reaktoru s pogonskim motorima snage 2,5 do 14,5 MW.

Budući da se upotrebljava prirodni uran kao gorivo, potrebno je kontinuirano mijenjati gorivo u toku pogona reaktora zbog malog viška reaktivnosti u jezgri. Za izmjenu goriva služe masivni strojevi (masa stroja s nosivim mostom iznosi oko 300 t) koji se kreću po platformi iznad reaktora.

Termička snaga izgrađenih reaktora toga tipa iznosi 150 do skoro 1 900 MW. Temperatura pare proizvedene u parogeneratoru iznosi 350 do 400 °C, a njezin tlak do 10 MPa.

Kružni proces voda-para u nuklearnoj elektrani s reaktorom hlađenim ugljik-dioksidom u osnovi je identičan s kružnim procesom u konvencionalnoj termoelektrani.

Reaktor iz kojega se toplina odvodi ugljik-dioksidom smatra se sigurnim i minimalno je opasan za okolinu. Oštećenje u primarnom krugu je najnepovoljnije. Budući da je gustoća snage u jezgri malena, oštećenje jezgre može se spriječiti osiguranjem strujanja ugljik-dioksida preko jednog rashladnog kruga. Valja napomenuti da se reaktori izvode s četiri (Hunterston) do osam (Berkeley) rashladnih krugova. Nestane li energija za pogon ventilatora za cirkulaciju plina, zamašnjak montiran na osovini ventilatora osigurava neko vrijeme njegov pogon, a time i cirkulaciju ugljik-dioksida.

Budući da je to reaktor s malim viškom reaktivnosti, svaki pojedini gorivi element i kontrolna šipka malo mijenjaju reaktivnost. Tako će nakon izvlačenja jedne kontrolne šipke rasti faktor multiplikacije samo za $3 \cdot 10^{-6}$ u sekundi. Ta brzina promjene znači da je potrebno 6–7 sati da reaktor iz potpuno hladnog stanja postane kritičan, a 11 sati da dostigne maksimalnu snagu.

Reaktor ima relativno velik negativni temperaturni koeficijent, što znači da se s povišenjem temperature smanjuje faktor multiplikacije, pa gorivi elementi posjeduju temperaturnu samoregulaciju.

Normalno ugljik-dioksid sadržava malo produkata raspada, a veće se količine mogu pojaviti ako se ošteti više gorivih elemenata.

Prestanak hlađenja ne izaziva znatne teškoće jer je specifična snaga relativno malena. Postavljaju se pomoćni ventilatori, unatoč tome što je prirodna cirkulacija rashladnog sredstva dovoljna ako nije nastao gubitak tlaka u rashladnom krugu. Pojavi li se gubitak tlaka, razvijanje je topline dovoljno polagano da su mogući i drugi zahvati prije nego što gorivo dostigne temperaturu taljenja.

U slučaju takvog oštećenja, kad je hlađenje goriva ograničeno, postavlja se pitanje kakve kemijske reakcije mogu nastati između rashladnog sredstva, goriva, materijala za košuljice i grafita. Materijal za košuljice reagira s ugljik-dioksidom pri temperaturama između 450 i 640 °C (temperatura taljenja), ali je taj proces polagan i znatnije ne razvija toplinu. Reakcija između ugljik-dioksida i urana pojavljuje se pri temperaturama između 650 i 710 °C.

Premda mogu nastati kemijske reakcije između ugljik-dioksida i materijalâ u reaktoru, one se ne smatraju tako ozbiljnima kao one između reaktorskih materijalâ i zraka, koje se mogu pojaviti pri većem oštećenju reaktorske posude. Oksidacija urana u zraku postaje znatna već pri temperaturi od 150 °C, a vrlo intenzivna pri 340 °C. Reakcija između grafita i zraka zanemariva je do 400 °C, ali njezin intenzitet naglo raste s daljim povišenjem temperature uz znatno razvijanje topline. Kemijske reakcije između zraka i materijala za košuljice nema prije nego što se dostigne temperatura taljenja.

Budući da se smatra nevjerojatnim neko veće oštećenje reaktorske posude, nema sekundarne zaštite za takav slučaj.

Sigurnost reaktora hlađenih ugljik-dioksidom potvrđuje dosadašnje iskustvo. Velika većina takvih reaktora u pogonu je više od dvadeset godina.

Tabl. 10.8. Karakteristične veličine reaktorskih jezgara tipova reaktora električne snage od 600 MW

Gorivo Moderator Rashladno sredstvo	Volumen reaktorske jezgre m^3	Specifični volumen jezgre m^3/MW	Količina goriva u reaktoru tona	Specifična količina goriva t/MW
Prirodni uran grafit ugljik-dioksid	2400	4,00	800	1,33
prirodni uran teška voda teška voda	300	0,50	165	0,27
obogaćeni uran grafit obična voda	800	1,33	150	0,25
obogaćeni uran obična voda obična voda	24	0,04	75	0,13

Velike dimenzije reaktorske jezgre i potrebne relativno velike količine goriva (tabl. 10.8), unatoč tehničkom napretku koji je ostvaren u Velikoj Britaniji i Francuskoj, zahtijevaju relativno velike investicije i visoke proizvodne troškove, pa se danas reaktori tipa GCR više ne grade (tabl. 10.7).

5.2. Usavršeni reaktor hlađen ugljik-dioksidom (AGR)

Usavršeni plinom hlađeni reaktor moderiran grafitom razvijen je u Velikoj Britaniji s ciljem da se izgradi reaktor koji će biti ekonomičniji od plinom hlađenog reaktora s prirodnim uranom. U usavršenom plinom hlađenom reaktoru (tabl. 10.9) gorivo je zamijenjeno, pa se umjesto prirodnoga metalnog urana upotrebljava uran-oksid od obogaćenog urana (obogaćenje iznosi 1,5 do 2,5 %).

Tabl. 10.9. Poboljšanje parametara u nuklearnoj elektrani s usavršenim reaktorom hlađenim plinom

	Plinom hlađeni reaktori s prirodnim uranom	Usavršeni plinom hlađeni reaktori s obogaćenim uranom
Tlak rashladnog sredstva u reaktoru	1,0 ···2,8 MPa	3,4···4,3 MPa
Maksimalna temperatura rashladnog sredstva	680 K	920 K
Tlak proizvedene pare	10 MPa	17 MPa
Temperatura proizvedene pare	660 K	820 K
Iskoristivost kružnog procesa	~33 %	~42 %

Tom se zamjenom goriva smanjuju dimenzije reaktorske jezgre zbog manje kritične mase goriva, povećava tlak plina (CO_2) zbog manjeg promjera reaktorske posude i omogućuje upotreba nerđajućeg čelika za oblogu gorivih elemenata umjesto magnezijskih slitina.

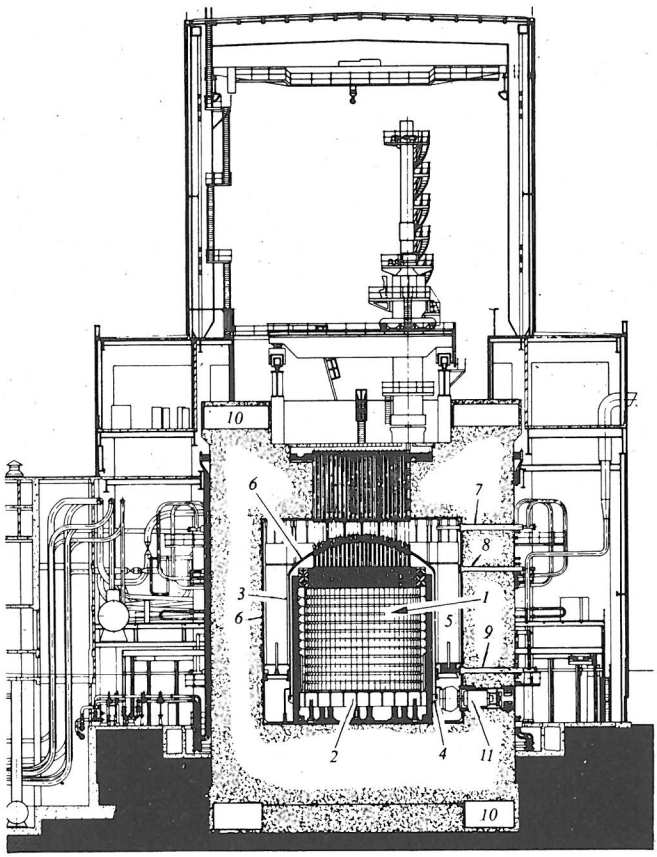
Upotreba nerđajućeg čelika za obloge gorivih elemenata omogućuje znatno povišenje temperature površine gorivih elemenata. Prirodni uran naime ne dopušta upotrebu nerđajućeg čelika u jezgri, jer taj materijal ima visoki apsorpcijski udarni presjek za spore neutrone.

Jezgra reaktora sastoji se od mehanički obrađenih grafitnih blokova koji su međusobno uklinjeni tako da je osigurano njihovo relativno toplinsko rastezanje. U provrtima grafitnih blokova nalaze se gorivi elementi i regulacijske šipke.

Gorivi elementi sastoje se od snopova po 36 gorivih šipki, duljine oko 1 m. Gorive su šipke od cijevi od nerđajućeg čelika promjera oko 15 mm, a ispunjene su tabletama uran-oksida. Promjer je gorivog elementa oko 240 mm. U svakom rashladnom kanalu nalazi se po 8 koaksijalno smještenih gorivih elemenata. Izmjena goriva i u usavršenom plinom hlađenom reaktoru provodi se za vrijeme pogona. Obogaćeni uran dopušta duže razdoblje rada bez izmjene goriva. Stroj za izmjenu goriva kreće se po gornjoj platformi reaktora (sl. 10.2).

Usavršeni plinom hlađeni reaktori izvode se u tzv. integralnoj izvedbi. Reaktorska jezgra i parogeneratori, naime, smješteni su u zajedničku posudu od prenapregnutog betona. Cijevni registri parogeneratora smješteni su oko reaktorske jezgre, u prstenastom prostoru između betonske posude i jezgre. Unutrašnja cirkulacija plina (CO_2) osigurava se plinskim puhalima, kojima su pogonski motori pristupačni s vanjske strane posude. U osnovi je betonska posuda reaktorskog postrojenja parni kotao, u koji ulazi pojna voda i iz kojeg izlazi pregrijana para. Betonska posuda ima promjer 20 m, visinu 18 m, debljinu bočnog zida 3,8 m, a donjeg i gornjeg zida po 6 m (električna snaga takvog postrojenja iznosi 625 MW). Prednost je integralne izvedbe što betonska posuda obuhvaća reaktorsku posudu, primarne cjevovode, parogeneratore i služi kao biološki štit.

Sekundarni krug nuklearnih elektrana s usavršenim plinom hlađenim reaktorom sličan je toplinskom kružnom procesu u konvencionalnim termoelektranama s međupregrijavanjem pare. Nakon ekspanzije u visokotlačnom dijelu turbine para se, naime, vraća u parogenerator na međupregrijanje da bi se povećao termički stupanj djelovanja i da bi se smanjila vlaga na kraju ekspanzije.



Sl. 10.2. Postrojenje s usavršenim plinom hlađenim reaktorom: 1 – jezgra reaktora, 2 – potpora jezgre, 3 – usmjerivač protoka plina, 4 – izlazni kanal plinskog puhala, 5 – parogenerator, 6 – termička izolacija, 7 – ulaz pare za međupregrijavanje, 8 – izlaz svježe pare, 9 – ulaz pojne vode, 10 – prostor za zatezanje užeta za prednaprezanje betona, 11 – plinska puhala

U reaktorima više temperature koji se hlade plinom pojavljuje se problem lokalnih zagrijavanja, a u vezi s tim dolazi i do strukturnih promjena materijala. Ako se naime zbog mehaničkog ili termičkog djelovanja smanji razmak među gorivim štapovima ili između gorivog elementa i drugih dijelova, povisit će se temperatura površine gorivog elementa jer će se smanjiti protjecanje rashladnog sredstva. To će dalje povećati deformacije, zbog kojih će se još više smanjiti protok i porast će temperatura. Prema tome takav proces sve više pogoršava prilike. Ta pojava, međutim, nije tako opasna u reaktorima koji se hlade vodom. Tada, naime, zbog smanjenog protoka i lokalnog porasta temperature nastupa isparivanje vode, što povećava odvod topline, snizuje temperaturu i, konačno, smanjuje deformaciju.

Na pojavu deformacija utječe i nemogućnost izvedbe potpuno jednolikog strujanja rashladnog sredstva. Zbog toga su različite temperature na površini gorivih štapova i elemenata i oni se savijaju. Deformacija i savijanje znatno ovise o razlici temperatura na obodu gorivog elementa. Zbog te pojave ograničena je duljina gorivih štapova i elemenata.

I zadržavanje plinovitih produkata raspada u gorivim štapovima poseban je problem u takvim reaktorima. Budući da nerđajući čelik pri takvim temperaturama nema dovoljnu čvrstoću, zadržavanje produkata raspada ovisi o svojstvima samog goriva (uran-dioksida UO_2), a da pritom ne poraste znatnije tlak u gorivom štapu. Sposobnost zadržavanja plinovitih produkata raspada ovisi o temperaturi, o načinu pripreme tabletâ uran-dioksida i o stupnju odgora goriva. Tlak plinovitih produkata raspada u gorivom štapu znatno utječe na sigurnost pogona. Ako je naime tlak rashladnog sredstva malen, smanjit će se odvod topline, povećat će se temperatura gorivog štapa, pa će porasti unutrašnji tlak u gorivom štapu. Istodobno je protutlak rashladnog sredstva malen, pa se pojavljuje velika razlika tlakova, koja djeluje na košuljicu štapa i koja može izazvati njezino pucanje.

Tabl. 10.10. Usavršeni reaktori hlađeni plinom i moderirani grafitom (AGR) snaga na pragu MW

Velika Britanija					
1976.	1250	1985.	600	Do 1987.	4950
1977.	1250	1986.	600	Nakon 1987.	2720
1984.	1250	1988.	2720	Ukupno	7670

Nuklearne elektrane s usavršenim plinom hlađenim reaktorom dosada su građene i dalje se grade jedino u Velikoj Britaniji (tabl. 10.10).

5.3. Visokotemperaturni plinom hlađeni reaktor (HTGR)

Takvi su reaktori još u razvoju i najviši su domet u tehnologiji plinom hlađenih i grafitom moderiranih reaktora.

Osnovne su karakteristike takvih reaktora: a) povišenje temperature u jezgri iznad vrijednosti koje su postignute u usavršenim plinom hlađenim reaktorima, b) upotreba helija kao reaktorskoga rashladnog sredstva, c) upotreba grafita za obloge gorivih elemenata i d) mogućnost primjene gorivog ciklusa s torijem.

Zbog visoke temperature u jezgri reaktora ugljik-dioksid nije primjenljiv kao rashladno sredstvo reaktora, jer taj plin pri temperaturi višoj od 1 000 °C postaje kemijski nestabilan. Kao rashladno sredstvo u visokotemperaturnim plinom hlađenim reaktorima upotrebljava se helij koji ima dobra termička svojstva, te povoljnu kemijsku i nuklearnu stabilnost.

Gorivi elementi visokotemperaturnih plinom hlađenih reaktora izrađuju se od grafitnih blokova, obično heksagonskog oblika, s provrtima koji su ispunjeni uran-karbidom ili torij-karbidom i provrtima kroz koje struji rashladno sredstvo reaktora.

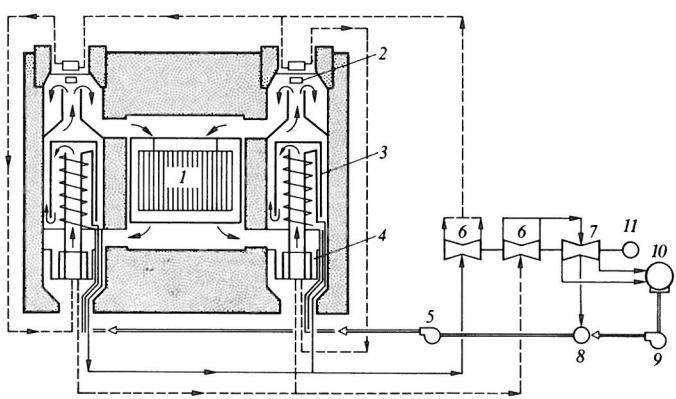
Visokotemperaturni reaktor ima povoljan faktor konverzije, jer nema metalnih dijelova u jezgri koji povećavaju parazitnu apsorpciju neutrona. Ekonomija gorivog ciklusa može se poboljšati upotrebom torija i recikliranjem nastalog U-233.

Do danas je u pogonu ili u fazi studija nekoliko nuklearnih elektrana s visokotemperaturnim plinom hlađenim reaktorima, koje su ustvari prototipna postrojenja (tabl. 10.11).

Tabl. 10.11. Karakteristike nekih nuklearnih elektrana s visokotemperaturnim reaktorima hlađenim plinom

		Peach Bottom	Fort St. Vrain	Projektne studije velikih elektrana	
Snaga elektrane	MW	40	330	770	1160
Termička snaga reaktora	MW	115	832	2000	3000
Iskoristivost	%	34,6	39,2	39,0	39,0
Maksimalna temperatura rashladnog sredstva	K	1021	1060	1040	1040
Materijal posude reaktora		čelik	beton	beton	beton
Snaga plinskih puhala	MW	2 × 1,47	4 × 4	4 × 10	6 × 10
Parametri pare	MPa/K	10/810	16,8/810	16,8/810	16,8/810

Reaktorska postrojenja s visokotemperaturnim reaktorima grade se u integralnoj izvedbi. Reaktori s parogeneratorima i plinskim puhalima (4 do 6 po reaktoru) montiraju se unutar armiranobetonske posude. U takvim elektranama manje snage reaktor je smješten iznad parogeneratora, a u većim elektranama predviđeno je da se parogeneratori postave oko reaktora (sl. 10.3).



Sl. 10.3. Principijelna shema nuklearne elektrane snage 1160 MW s visokotemperaturnim plinom hlađenim reaktorom: 1 – jezgra reaktora, 2 – plinsko puhalo, 3 – parogenerator, 4 – međupregrijač, 5 – pojna pumpa, 6 – visokotlačni dio turbine, 7 – niskotlačni dio turbine, 8 – regenerativni zagrijači, 9 – kondenzatna pumpa, 10 – kondenzator, 11 – generator

U parogeneratorima se hlađenjem helija proizvodi para s parametrima koji su slični onima u suvremenim konvencionalnim termoelektranama. Sekundarni krug elektrane izveden je kao u termoelektranama s međupregrijavanjem pare.

Visoke temperature plina u reaktoru omogućuju iskorištavanje toplinske energije ne samo za proizvodnju električne energije već i u industrijskim procesima za proizvodnju, odnosno oplemenjivanje konvencionalnih goriva (proizvodnja vodika termičkom disocijacijom vode, rasplinjavanje ugljena). Potencijalna primjena visokotemperaturnih reaktora i povoljne karakteristike njihova gorivog ciklusa daju dobru perspektivu za njihov dalji razvoj. Visokotemperaturni reaktor, nadalje, pruža mogućnost ostvarivanja neposrednog kružnog procesa s plinom bez posredovanja pare, što omogućuje zamjenu parne turbine plinskom.

S obzirom na oblik gorivih elemenata poseban je tip reaktora Uentrop (SR Njemačka), koji je u pogonu od polovice 1987. godine (snaga na pragu 296 MW) na temelju iskustva s postrojenjem u Jülichu (AVR-Arbeitsgemeinschaft Versuchsreaktor, snage 15 MW na generatoru, u pogonu od 1967. godine).

Reaktorska jezgra reaktora Uentrop sastoji se od kuglastih gorivih elemenata promjera 60 mm, obloženih 5 mm debelim grafitom. Unutar obloge je velik broj čestica goriva koje su jednoliko raspoređene u grafitu. Svaka čestica goriva (promjer oko 0,8 mm) ima jezgru od uran-oksida i torij-oksida omotanu trima grafitnim slojevima. Gorivi element sastoji se od 190 g grafita, 0,96 g urana-235 (93% obogaćeni uran) i 9,62 g torija-232. Gorivi elementi (ima ih 675 000) smješteni su u reaktorsku posudu kojoj je promjer 5,6 m i visina 6 m, a s unutrašnje je strane obložena grafitom koji služi kao reflektor. Dno reaktorske posude izvedeno je kao lijevak koji završava odvodnom cijevi. Kuglasti gorivi elementi nasuti su u reaktorsku posudu. Osim njih upotrebljavaju se tzv. slijepi elementi istog oblika, samo od grafita (moderatorski elementi) ili grafitni s dodatkom bora (apsorpcijski elementi), koji se ubacuju u reaktorsku posudu prema potrebi. Uređaj za punjenje omogućuje kontinuirani dovod kuglastih gorivih, moderatorskih i apsorpcijskih elemenata za vrijeme pogona reaktora. Pošto je kuglasti element prošao kroz reaktor, dolazi u lijevak na dnu reaktorske posude, odakle se vodi u uređaj za provjeru njegova stanja. Oštećeni elementi odstranjuju se iz reaktorskog kruga. Ostali se vode u uređaj za mjerenje stanja goriva i u uređaj za raspoznavanje elemenata. Već prema vrsti elemenata i stanju goriva, a u skladu s unaprijed definiranim programom punjenja, pomoću procesnog računala određuje se je li potrebno neke elemente odvojiti iz kružnog procesa ili ih valja ponovno dovesti u reaktor. Ponovni dovod gorivih elemenata u reaktor osigurava jednoliki i visoki odgor goriva. Helij se hladeći reaktor ugrije na 750 °C. Svoju toplinu predaje vodi, odnosno pari u generatorima pare u kojima se ostvaruje i pregrijavanje (18,1 MPa, 530 °C) i međupregrijavanje pare (4,5 MPa, 530 °C). Torij u gorivim elementima služi kao oplodni materijal.

Upotreba grafita za oblaganje goriva dovodi do dodatnih teškoća s obzirom na zaštitu okoline od plinovitih produkata raspada, koje grafit ne može zadržati, pa se oni pojavljuju u rashladnom sredstvu. Ipak, valja kao prednost istaknuti da se pritom zbog povišenja tlaka ne oštećuju gorivi elementi, ali je potreban uređaj

kojim se iz helija odstranjuju produkti raspada kako bi se radioaktivnost rashladnog sredstva održala na podnošljivoj razini. Svakako je održavanje radioaktivnoga rashladnog sistema posebna teškoća.

5.4. Reaktor s kipućom vodom moderiran grafitom (LWGR)

Takvi su reaktori razvijeni u SSSR u nekoliko etapa. Razvoj nuklearnih elektrana s grafitom kao moderatorom započeo je gradnjom prve nuklearne elektrane u Obninsku kraj Moskve (snaga 5 MW, u pogonu od 1954), nastavljen je gradnjom nuklearnih elektrana snage 100 i 200 MW, te gradnjom niza nuklearnih elektrana snage 1 000 MW (tip RBMK 1000). Prva takva elektrana sagrađena je kod Lenjingrada (tabl. 10.12).

Tabl. 10.12. Reaktori hlađeni kipućom vodom i moderirani grafitom (LWGR) u pogonu i gradnji, snaga na pragu elektrana MW

Godina	SAD	SSSR	Godina	SAD	SSSR
1958.	–	100	1981.	–	1 000
1959.	–	100	1982.	–	950
1960.	–	100	1983.	–	1 900
1961.	–	100	1984.	–	1 450
1962.	–	100	1985.	–	1 900
1963.	–	100	1987.	–	2 400
1966.	860	–	1988.	–	1 450
1967.	–	175	1989.	–	1 450
1974.	–	1 000	1990.	–	950
1975.	–	1 000	1991.	–	950
1976.	–	950	1992.	–	950
1978.	–	950	Do 1987.	860	17 175
1979.	–	1 900	1988/92.	–	5 750
1980.	–	1 000	Do 1992.	860	22 925

Reaktor nuklearne elektrane snage 1 000 MW smješten je u betonskoj zgradi dimenzija 21,6 × 21,6 × 25,5 m. Betonska zgrada služi kao potpora čeličnoj posudi moderatora i kao biološki štit. Jezgra reaktora izgrađena je od grafitnih blokova poprečnog presjeka 220 × 220 mm. Grafitni blokovi imaju vertikalne provrte u koje se ulažu tlačne cijevi od slitine cirkonija i niobija promjera 88 mm i sa stijenkom od približno 4 mm. U reaktoru ima 1 700 tlačnih cijevi. U svakoj su cijevi smještena po dva goriva elementa i kroz njih struji rashladno sredstvo za hlađenje tih elemenata. Duljina je gorivog elementa oko 3,5 m, tako da je aktivni dio jezgre reaktora visok oko 7 m. Gorivi je element sastavljen od 18 gorivih šipki. One su u cijevi od cirkonija, promjera oko 13 mm, a ispunjene su tabletama uran-oksida (obogaćenje oko 2%). Kipuća voda cirkulira kroz dva paralelna kruga, od kojih se svaki sastoji od dva separatora pare, četiri cirkulacijske pumpe s cjevovodima i kolektorima.

Separatori pare vrlo su veliki: promjera oko 2,3 m, duljine oko 30 m. Pumpe su gonjene motorima snage 5,5 MW, a projektirane su za protok od 7 000 m^3/h. Separatori su smješteni u posebnoj prostoriji na višoj razini od reaktorske jezgre. Izlaz iz svake tlačne cijevi reaktora spojen je neposredno na separator pare. Srednji udio pare u smjesi pare i vode na izlazu iz reaktora iznosi oko 17%. U separatorima pare iz smjese se odvaja oko 3 800 t/h suhozasićene pare tlaka oko 7 MPa.

Para se odvodi u dvije turbine snage po 500 MW. Turbine su duge oko 40 m i sastoje se od jednog visokotlačnog kućišta i četiri niskotlačna kućišta. Nakon ekspanzije u visokotlačnom dijelu turbine para se odvodi u separator pare i međupregrijač. Sav se kondenzat mora prije povratka u reaktor pročistiti u ionskim izmjenjivačima.

U reaktorima toga tipa koji su hlađeni kipućom vodom postoji mogućnost pregrijanja pare u reaktoru. Ta je mogućnost ostvarena u novijim sovjetskim elektranama u kojima se proizvodi pregrijana para tlaka 10 MPa i temperature 500 °C. Para se pregrijava vraćanjem suhozasićene pare u reaktor, gdje se u posebnim kanalima pregrijava, a zatim se kao pregrijana para odvodi u turbinu.

I kad je reaktor u pogonu, moguć je pristup do pojedinih gorivih elemenata radi izmjene goriva. Zbog toga postoji i poseban stroj za takvu izmjenu goriva.

Nuklearna elektrana u Černobilju u kojoj je zbog neadekvatne manipulacije uništen reaktor ima reaktore s kipućom vodom moderirane grafitom električne snage 1 000 MW.

6. Lakovodni reaktori

6.1. Reaktor hlađen i moderiran običnom vodom pod tlakom (PWR)

6.1.1. Općenito

Prvi lakovodni reaktor s vodom pod tlakom izgrađen je za pogon podmornice »Nautilus« (SAD). Reaktor je započeo raditi 1953. godine. Nakon toga takav je tip reaktora ugrađen u ledolomac »Lenin« (SSSR, 1959) i teretno-putnički brod »Savannah« (SAD, 1962), a zatim i u veći broj podmornica i površinskih brodova. Prva komercijalna elektrana s reaktorom tipa PWR proradila je 1957. godine (Shippingort, SAD). Podaci o izgrađenim reaktorima i o onima u gradnji nalaze se u tabl. 10.13, 10.14. i 10.15. Osim toga grade se reaktori malih snaga za opskrbu električnom energijom i toplinom u prvom redu vojnih baza u udaljenim područjima (Grenland, Aljaska, Antarktik).

U reaktorima tipa PWR voda pod tlakom služi kao rashladno sredstvo, ali ona pritom ne isparuje. Zbog toga su potrebna dva odvojena kruga (sl. 10.4). Kroz prvi krug struji pod tlakom voda ugrijana u reaktoru i toplinu predaje vodi u generatoru pare. U drugom krugu voda se dovodi u generator pare, gdje isparuje, a odatle se vodi u parnu turbinu.

Takvi tipovi nuklearnih reaktora, u zapadnoj varijanti, razvijeni su u SAD (Westinghouse), a poslije su licencije za projektiranje i izradu komponenata preuzela evropska i japanska poduzeća. Nakon dugoga razvojnog puta standardizirane su elektrane s takvim reaktorima, pa se danas grade tri veličine reaktora sa snagama na pragu elektrana od 600, 900 i 1 200 MW. Svakom primarnom rashladnom krugu odgovara snaga na pragu elektrane od oko 300 MW. Nuklearna elektrana Krško takav je tip elektrane: ima dva primarna rashladna kruga i snagu na pragu od 632 MW.

Isti tip reaktora razvijen je i u SSSR pod nazivom VVR. Prva nuklearna elektrana s takvim reaktorom imala je snagu od 210 MW na pragu. Daljim razvojem (od 1971) snaga je povećana na 440 MW, i ta je snaga standardizirana.

Tabl. 10.13. Reaktori hlađeni i moderirani običnom vodom pod tlakom (PWR) stavljeni u pogon od 1961. do 1980. godine, snaga na pragu elektrana MW

	1961.	1964.	1966.	1968.	1969.	1970.	1971.	1972.	1973.	1974.	1975.	1976.	1977.	1978.	1979.	1980.	Ukupno
Belgija	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	1 810	–	–	–	–	–	1 810
Bugarska	–	–	–	–	–	–	–	–	–	440	440	–	–	–	–	440	1 320
Čehoslovačka	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	400	–	400	800
Finska	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	465	–	–	–	465
Francuska	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	880	880	2 740	5 440	9 940
Italija	–	260	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	260
Japan	–	–	–	–	–	320	–	470	–	780	1 309	780	538	–	2 240	–	6 437
Rep. Koreja	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	556	–	–	556
Nizozemska	–	–	–	–	–	–	–	–	452	–	–	–	–	–	–	–	452
Njemačka DR	–	–	70	–	–	–	–	–	408	–	408	–	–	408	408	–	1 702
SR Njemačka	–	–	–	–	340	–	–	630	–	–	1 146	795	1 240	–	1 230	–	5 381
SAD	175	–	–	1 108	–	975	1 442	2 785	4 353	6 316	3 653	2 922	5 309	1 953	–	1 731	32 722
SSSR	–	–	50	–	–	338	–	410	850	440	–	–	400	–	–	400	2 888
Španjolska	–	–	–	–	159	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	159
Švicarska	–	–	–	–	350	–	–	350	–	–	–	–	–	–	920	–	1 620
Ukupno	175	260	120	1 108	849	1 633	1 442	4 645	6 063	7 976	8 766	4 497	8 832	4 197	7 538	8 411	66 512

Tabl. 10.14. Reaktori hlađeni i moderirani običnom vodom pod tlakom (PWR) stavljeni u pogon od 1981. do 1987. godine i reaktori u gradnji, snaga na pragu elektrana MW

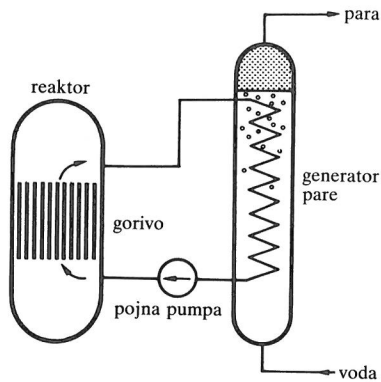
	1981.	1982.	1983.	1984.	1985.	1986.	1987.	1988.	1989.	1990.	1991.	1992.	1993.	1994.	1995.	1996.	Ukupno
Belgija	–	900	900	–	2030	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	3830
Brazil	–	–	–	626	–	–	–	–	–	–	–	1229	–	–	1229	–	3084
Bugarska	–	440	–	–	–	–	953	–	953	953	–	953	–	–	–	–	4252
Čehoslovačka	–	–	–	400	790	780	390	–	390	390	390	1280	890	–	–	890	6590
Filipini	–	–	–	–	–	–	–	–	–	620	–	–	–	–	–	–	620
Finska	465	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	465
Francuska	7235	–	4490	3500	6160	5170	5120	3825	2540	2565	2655	1290	2665	–	–	–	47215
Italija	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	950	950	1900
Japan	529	538	–	846	2506	–	1115	–	550	–	1677	1973	1127	–	1127	–	11988
Jugosalvija*	632	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	632
Južnoafr. Rep.	–	–	–	920	920	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	1840
Kina	–	–	–	–	–	–	–	–	–	300	–	900	900	–	–	–	2100
Rep. Koreja	–	–	605	–	895	1795	900	943	943	–	–	–	–	–	1000	1000	8081
Kuba	–	–	–	–	–	–	–	–	440	–	440	–	–	–	–	–	880
Mađarska	–	–	410	410	–	410	410	–	–	–	–	–	–	1000	–	1000	3640
Meksiko	–	–	–	–	–	–	–	654	–	–	–	654	–	–	–	–	1308
Nizozemska	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–
Njemačka DR	–	–	–	–	–	–	–	408	408	408	1308	900	–	–	–	–	3432
SR Njemačka	–	1235	–	–	2568	1307	1227	2527	1225	–	–	–	–	–	–	–	10089
Poljska	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	434	434	–	434	–	1000	2302
SAD	4263	1148	1937	3180	6753	5941	5053	3760	3500	1150	1240	2500	–	1213	–	1213	42851
SSSR	950	1320	440	3800	950	2850	4750	7550	5650	3750	–	–	–	–	–	–	32010
Španjolska	930	–	930	880	880	1979	–	–	900	–	–	900	–	–	–	–	7399
Švedska	915	–	915	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	1830
Švicarska	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–
Tajvan	–	–	–	890	890	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	1780
Vel. Britanija	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	1175	–	–	1175
Ukupno	15919	5581	10627	15452	25342	20232	19918	19667	17499	10136	8144	13013	5582	3822	4306	6053	201293

* Sada Republika Slovenija

Tabl. 10.15. Reaktori hlađeni i moderirani običnom vodom pod tlakom (PWR), snaga na pragu elektrana MW

	Do 1987.	1988/96.	Do 1996.		Do 1987.	1988/96.	Do 1996.
Belgija	5 640	–	5 640	Kuba	–	880	880
Brazil	626	2 458	3 084	Mađarska	1 640	2 000	3 640
Bugarska	2 713	2 859	5 572	Meksiko	–	1 308	1 308
Čehoslovačka	3 160	4 230	7 390	Nizozemska	452	–	452
Filipini	–	620	620	Njemačka DR	1 702	3 432	5 134
Finska	930	–	930	SR Njemačka	11 718	3 752	15 470
Francuska	41 615	15 540	47 155	Poljska	–	2 302	2 302
Indija	1 164	–	1 164	SAD	60 997	14 576	75 573
Italija	260	1900	2 160	SSSR	17 948	16 950	34 898
Japan	11 971	6 454	18 425	Španjolska	5 758	1 800	7 558
Jugosalvija*	632	–	632	Švedska	1 830	–	1 830
Južnoafr. Rep.	1 840	–	1 840	Švicarska	1 620	–	1 620
Kina	–	2 100	2 100	Tajvan	1 780	–	1 780
Republika Koreja	4 751	3 886	8 637	Velika Britanija	–	1 175	1 175
				Ukupno	179 583	88 222	267 805

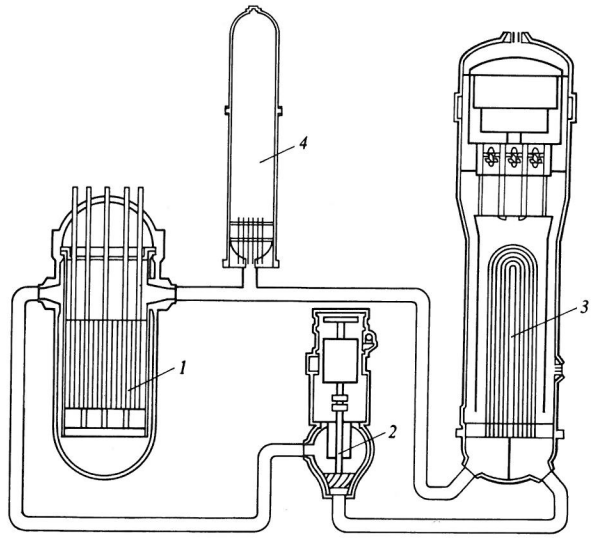
* Sada Republika Slovenija



Sl. 10.4. Shematski prikaz reaktora s vodom pod tlakom (PWR)

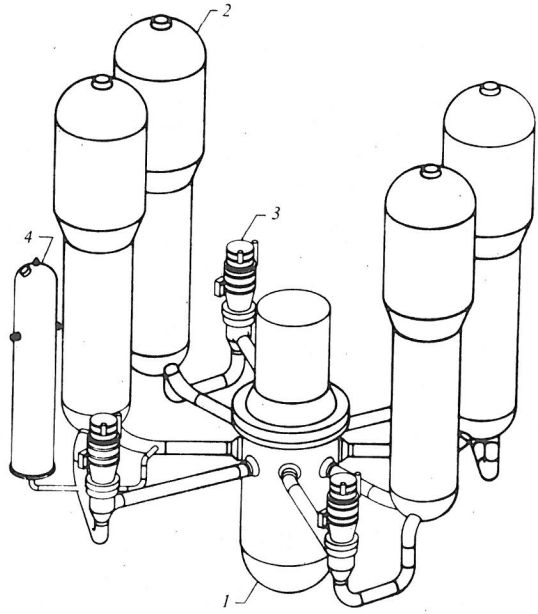
Više je takvih elektrana sagrađeno u SSSR-u i u istočnoevropskim zemljama, a i danas se još grade.

Osnovna je razlika između reaktorskih postrojenja s vodom pod tlakom razvijenih u SSSR (VVR) i SAD (PWR) u smještaju i izvedbi komponenata primarnog kruga. Primarni krug u takvim elektranama obuhvaća nuklearni reaktor, parogenerator, primarne cirkulacijske pumpe, tlačni spremnik za održavanje tlaka i cjevovode koji povezuju sve te komponente (sl. 10.5). Nuklearne elektrane tipa PWR imaju vertikalne, a one tipa VVR horizontalne parogeneratore smještene tangencijalno oko reaktora. Nuklearna elektrana tipa VVR snage 440 MW ima šest primarnih krugova i šest horizontalnih parogeneratora. Smještaj tolikih horizontalnih parogeneratora zahtijeva velik prostor i otežava smještaj komponenata primarnog kruga u sigurnosni štit (containment). U posljednje vrijeme razvijena je u SSSR nuklearna elektrana s reaktorom tipa VVR snage 1 000 MW. Ta elektrana ima četiri primarna kruga s horizontalnim parogeneratorima. Proučava se mogućnost ugradnje vertikalnih parogeneratora.



Sl. 10.5. Primarni krug nuklearne elektrane s reaktorom hlađenim i moderiranim običnom vodom pod tlakom (PWR): 1 – reaktor, 2 – cirkulacijska pumpa, 3 – parogenerator, 4 – tlačni spremnik

Prostorni raspored komponenata primarnog kruga u nuklearnoj elektrani tipa PWR (sl. 10.6) pokazuje simetričan smještaj tih komponenata oko reaktora. Posuda za održavanje tlaka i kompenzaciju volumena vode pod tlakom (tlačni spremnik) zajednička je za sve primarne krugove u nuklearnom postrojenju.



Sl. 10.6. Prostorni raspored osnovnih komponenata reaktorskog postrojenja s reaktorom hlađenim i moderiranim običnom vodom pod tlakom (PWR): 1 – reaktor, 2 – parogeneratori, 3 – pumpe, 4 – tlačni spremnik

6.1.2. Nuklearni reaktor

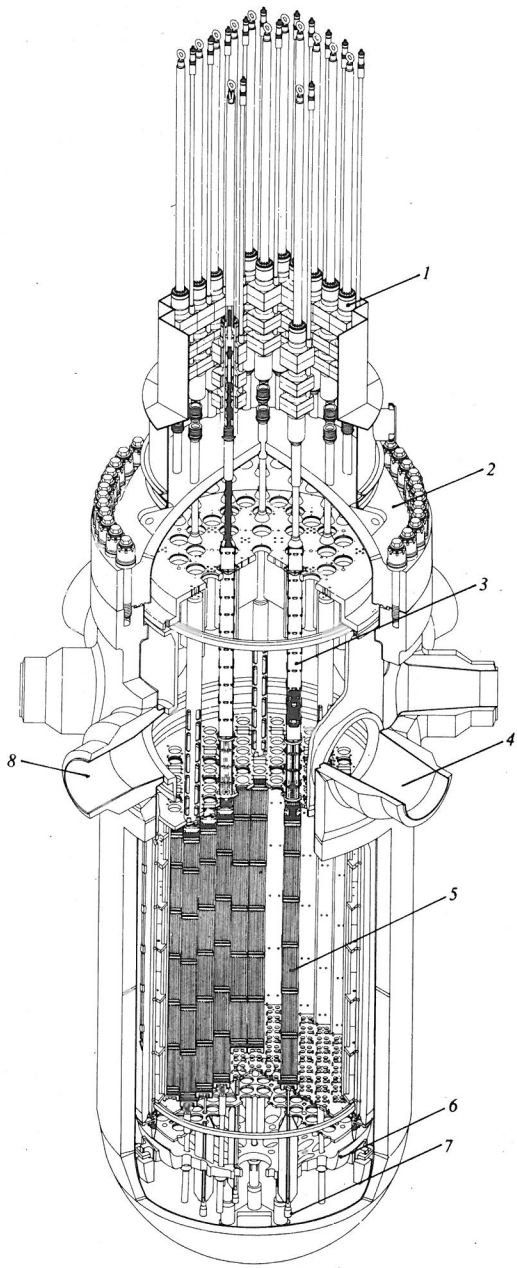
Posuda je nuklearnog reaktora cilindrična (sl. 10.7). Sastoji se od donjeg dijela i poklopca koji su spojeni vijcima. Na bočnoj su strani posude priključci za ulazne i izlazne cjevovode svakog primarnog kruga. Prodori za vodilice regulacijskih šipki nalaze se na gornjoj strani, a prodori za vodilice neutronskih detektora na donjoj strani reaktorske posude. Posuda mora biti projektirana za radni tlak i radnu temperaturu rashladnog sredstva.

Unutar reaktorske posude smještena je nosiva posuda reaktorske jezgre. Ona je ovješena o reaktorsku posudu, što omogućuje slobodnu dilataciju zbog promjene temperature. Osim što nosi jezgru, unutrašnja posuda usmjeruje strujanje rashladnog sredstva kroz jezgru. Rashladno sredstvo nakon ulaska u reaktorsku posudu struji prema dolje u prstenastom prostoru između obiju posuda, a zatim ulazi kroz donje otvore na unutrašnjoj posudi i struji prema gore kroz jezgru reaktora. Prije ulaska u jezgru rashladno sredstvo hladi unutrašnju stijenku reaktorske posude. Čelične ploče koje su sastavni dio unutrašnje posude štite reaktorsku posudu od neutronskog zračenja.

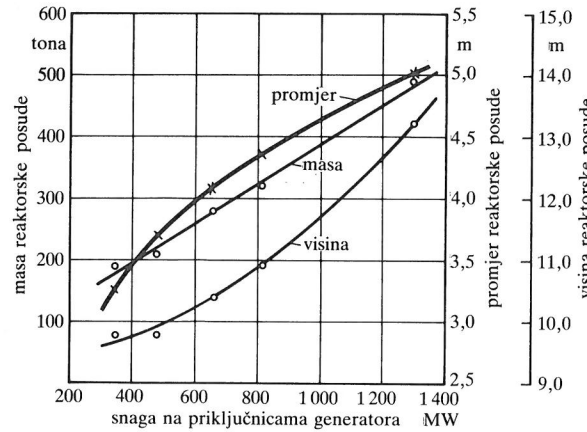
Srednje brzine strujanja vode kroz reaktorsku jezgru iznose 4,1 do 5,5 m/s, već prema snazi reaktora i njegovoj konstrukciji, dok je tlak vode oko 15 MPa. Masa, unutrašnji promjer i visina reaktorske posude ovisi o snazi nuklearne elektrane (sl. 10.8).

Posuda je od slabo legiranog čelika (sadrži mangan, molibden i nikal). Na unutrašnjoj strani posude navaren je sloj nerđajućeg čelika debljine oko 5 mm. Debljina stijenke cilindričnog dijela posude, već prema promjeru i tlaku, iznosi 150 do 250 mm. Cilindrički se dio posude izrađuje zavarivanjem kovanih prstenastih segmenata. Postoje vrlo strogi propisi za izradu, ispitivanje i montažu reaktorske posude.

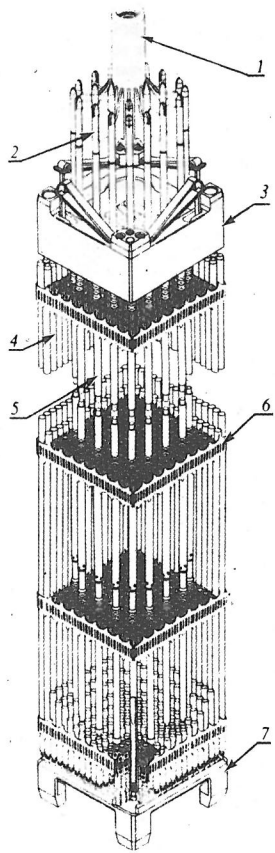
Gorivi su elementi vodom hlađenih i moderiranih reaktora složeni mehanički sklopovi (sl. 10.9). Osnovni su dijelovi gorivog elementa: nosač gorivih šipki (tzv. skelet gorivog elementa) i gorive šipke koje se ulažu u taj nosač. Nosač gorivih šipki ima gornji i donji zaglavak, elastične rešetke i potporne cijevi koje ih povezuju. Cijevi nosača gorivih šipki ujedno su i vodilice regulacijskih šipki reaktora. U novijim elektranama gorivi elementi sadrže 21 do 25 potpornih cijevi i 7 do 8 elastičnih rešetaka. Gorive šipke su cijevi izrađene od slitine kojoj je osnovni sastavni dio cirkonij (komercijalni naziv slitine je Zircaloy), promjera 10 mm, debljine stijenke 0,6 mm. Cijevi su napunjene tabletama uran-dioksida. Tablete imaju 92 do 95% teorijske gustoće. Pošto je napunjena tabletama, a prije zatvaranja, šipka se puni helijem pod tlakom radi poboljšanja prijelaza topline i mehaničkih svojstava. Tablete uran-dioksida visoke su oko 13 mm, a precizno su brušene nakon sinteriranja, tako da zazor između tablete i cijevi iznosi tek oko 0,15 mm. Gornje su plohe tableta blago konkavne da bi se smanjilo širenje povišenjem temperature. Elastične rešetke nosača gorivih šipki, izrađene od slitine nikla (Inconel), podržavaju gorive šipke radi sprečavanja njihova izvijanja. Podržavanje je potrebno zbog njihove velike duljine (3 do 3,5 m) i malog promjera.



Sl. 10.7. Reaktorska posuda reaktora PWR s reaktorskom jezgrom: 1 – mehanizmi za pogon regulacijskih šipki, 2 – poklopac reaktorske posude, 3 – vodilice regulacijskih šipki, 4 – izlaz rashladnog sredstva, 5 – gorivi element, 6 – donja potpora jezgre, 7 – neutronski detektori, 8 – ulaz rashladnog sredstva



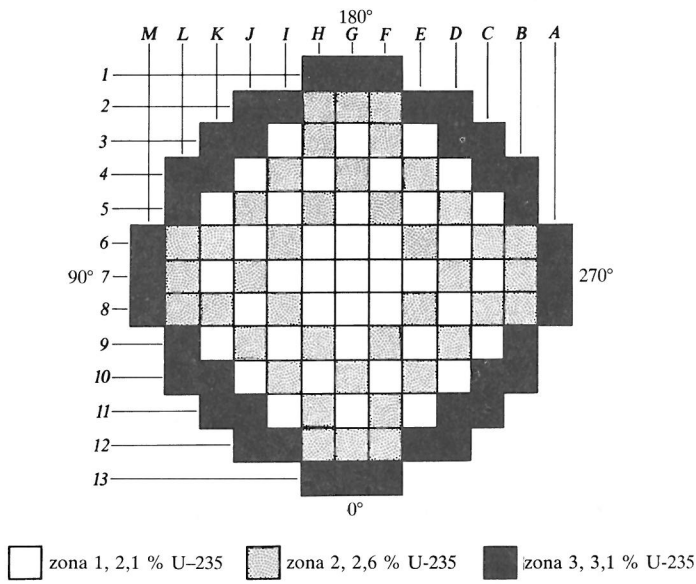
Sl. 10.8. Masa, promjer i visina reaktorske posude reaktora tipa PWR ovisno o snazi na priključnicama generatora



Sl. 10.9. Gorivi element reaktora hlađenog i moderiranog vodom pod tlakom: 1 – sklop regulacijskih šipki, 2 – regulacijska šipka, 3 – gornji zaglavak, 4 – goriva šipka, 5 – cijev vodilice regulacijskih šipki, 6 – elastična rešetka, 7 – donji zaglavak

Gorivi elementi reaktora s vodom pod tlakom imaju 16 × 16 i 17 × 17 pozicija u elastičnoj kvadratnoj rešetki. Gorivi element sa 16 × 16 pozicija upotrebljava se u nuklearnim elektranama snage 600 MW, gorivi elementi sa 17 × 17 pozicija u elektranama snage 900 i 1 200 MW. Nosač gorivih elemenata tipa 16 × 16 ima 21 potpornu cijev (20 za vođenje regulacijskih šipki i jednu za vođenje neutronskog detektora) i 235 gorivih šipki. Gorivi element tipa 17 × 17 ima 25 potpornih cijevi i 264 gorive šipke.

Nuklearni reaktori za elektrane snage 600, 900 i 1 200 MW imaju 121, 157, odnosno 193 goriva elementa.

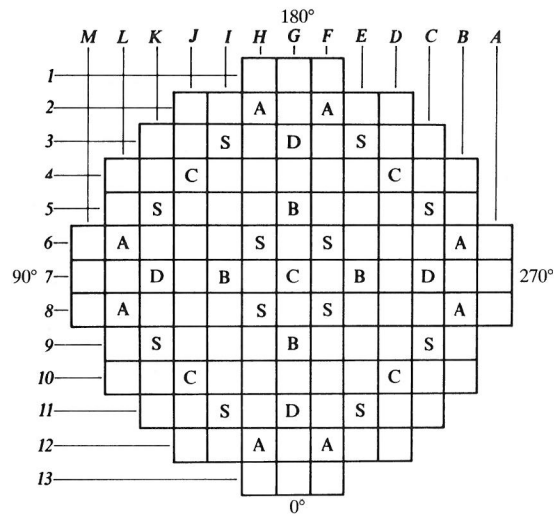


Sl. 10.10. Presjek kroz reaktorsku jezgru reaktora za elektranu snage 632 MW

Radi ravnomjernije raspodjele neutronskog toka u reaktoru gorivi se elementi s najvećim udjelom fisijskog materijala smještaju na periferije jezgre, a oni s najmanjim udjelom takvog materijala u sredinu jezgre. U svježoj jezgri to se postiže stupnjevanjem obogaćenja goriva, tako da je gorivo s najvećim obogaćenjem na periferiji jezgre, a ono s najmanjim obogaćenjem u njezinu središtu (sl. 10.10). U toku pogona reaktora, nakon što je postignuto ravnotežno izgaranje, gorivo s najnižim stupnjem izgaranja smješta se na periferiju jezgre, a zatim se sukcesivno pomiče prema njezinu središtu. Za vrijeme godišnjeg remonta zamjenjuje se samo trećina nuklearnog goriva.

6.1.3. Regulacija snage

Snaga se nuklearne elektrane regulira regulacijskim šipkama. One su izrađene od slitine koja sadrži 80% srebra, 15% indija i 5% kadmija. Unutar jednog gorivog elementa ima 20 ili 24 regulacijske šipke mehanički povezane na gornjem kraju u regulacijski sklop koji se podiže i spušta pomoću magnetske dizalice smještene iznad reaktorske posude. Dizalica ima tri elektromagneta za prihvaćanje i podizanje regulacijskog sklopa, od kojih je jedan pokretan, a dva su nepokretna. Sukcesivnim magnetiziranjem elektromagneta sklop se diskontinuirano podiže i spušta u koracima od oko 16 mm. Prosječna brzina kretanja regulacijskog sklopa automatski se prilagođuje u granicama od 3,4 do 19 mm/s. Ako prestane dovod električne energije, elektromagneti otpuštaju regulacijske sklopove i oni djelovanjem svoje težine padaju u jezgru. Regulacijski sklopovi električki su povezani u regulacijske grupe, pa se svi sklopovi koji pripadaju istoj regulacijskoj grupi kreću istodobno. Reaktori hlađeni i moderirani vodom pod tlakom obično imaju četiri regulacijske grupe (A, B, C, D, sl. 10.11). Osim regulacijskih sklopova postoje i sklopovi za brzo gašenje (brzo smanjenje raspada jezgara), koji su za vrijeme pogona izvučeni iz jezgre. To su sklopovi označeni sa S na sl. 10.11. Kad je potrebno brzo gašenje reaktora spomenuti se sklopovi spuštaju u reaktor. Automatsko brzo gašenje predviđa se u sljedećim prilikama: previsok neutronski tok (tok se mjeri u tri razine), prevelika brzina promjene neutronskog toka, prevelika temperatura rashladnog sredstva u jezgri, premalen protok rashladnog sredstva kroz reaktor, prenizak napon ili preniska frekvencija električne mreže, previsok ili prenizak tlak u primarnom krugu, previsoka razina vode u tlačnom



Sl. 10.11. Raspored regulacijskih sklopova koji sačinjavaju regulacijske grupe A, B, C i D te raspored sklopova S za brzo gašenje reaktora za elektranu snage 632 MW

spremniku, ispad turbine iz pogona, aktiviranje sustava za zaštitno hlađenje jezgre. Kad je reaktor u pogonu, najpovoljnija je raspodjela neutronskog toka kad su šipke izvučene iz jezgre. Ako se, za neko opterećenje, regulacijske šipke nalaze djelomično unutar jezgre, smanjuje se neutronski tok u gornjem dijelu jezgre, a povećava se u donjem. Lokalno je povećanje toka nepovoljno zbog lokalnog pregrijavanja i nejednolikog izgaranja nuklearnog goriva.

U reaktoru hlađenom i moderiranom vodom pod tlakom reaktivnost se regulira, osim regulacijskim šipkama, i dodavanjem vodi borne kiseline (H_2BO_3) koja cirkulira kroz reaktor. Bor djeluje kao neutronski apsorber koji je jednoliko raspodijeljen u jezgri. Otopinom borne kiseline u vodi moguće je kompenzirati višak reaktivnosti reaktora i kada su regulacijske šipke izvučene. Pogon se vodi tako da je koncentracija borne kiseline u jezgri najviša kad je u reaktoru svježe gorivo. Ona se postepeno smanjuje s izgaranjem goriva.

U reaktorima s vodom pod tlakom temperaturni koeficijent ima uvijek negativnu vrijednost (4.6. devetog poglavlja).

6.1.4. Parogenerator

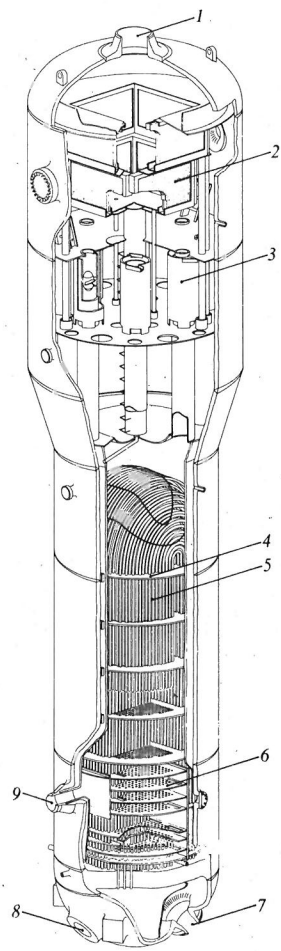
Parogenerator (sl. 10.12) izmjenjivač je topline u kojem reaktorsko rashladno sredstvo predaje dio svoje energije vodi, odnosno pari u sekundarnom krugu nuklearne elektrane.

U nuklearnim elektranama s reaktorom tipa PWR parogenerator je vertikalan i sastoji se od dva osnovna dijela: isparivača s cijevnim snopom i parnog prostora u kojem su separatori i sušionici pare. Izvedba parogeneratora za takav tip nuklearnih elektrana danas je skoro potpuno tipizirana.

Parogenerator je visok oko 20 m, promjer u zoni isparivača iznosi 3,5 m, a u zoni separatora 4,5 m. Parogenerator je težak oko 320 t.

Rashladno sredstvo iz reaktora ulazi u dio donje komore parogeneratora, prolazi kroz cijevi savijene u snopu i izlazi kroz drugi dio donje komore. Ogrjevna površina jednog od tipičnih parogeneratora iznosi oko 4800 m^2, a ostvarena je pomoću 4700 U-cijevi od Inconela promjera 22 mm. Protok rashladnog sredstva kroz parogenerator iznosi oko 16000 t/h uz srednji tlak od 16 MPa. Na sekundarnoj strani parogeneratora nastaje oko 1700 t/h suho zasićene pare tlaka 6,6 MPa i maksimalne vlažnosti 0,25%. Pojna voda, koja u parogeneratoru isparuje, ulazi u parogenerator iznad cijevnog snopa.

Plašt je parogeneratora izrađen od čelika. Donje su komore platinirane nerđajućim čelikom. Cijevni zid parogeneratora izveden je od niskolegiranog čelika, a ploha cijevnog zida, koja je u dodiru s rashladnim sredstvom, platinirana je Inconelom. Cijevi parogeneratora pričvršćene su za cijevni zid uvaljivanjem i zavarivanjem. Separatori vlage centrifugalnog su tipa. Smješteni su iznad cijevnog snopa gdje se nalaze i sušionici pare, što omogućuje da se udio vlage u pari ograniči na vrlo mali iznos (0,25%). U parogeneratoru je ugrađen i uređaj za ograničenje protoka, koji sprečava prekomjerno isparivanje ako se ošteti parovod koji odvodi paru iz parogeneratora u turbinu.



Sl. 10.12. Parogenerator: 1 – izlaz pare, 2 – sušionik pare, 3 – separator vlage, 4 – potpora cijevnog snopa, 5 – cijevni snop, 6 – predgrijač pojne vode, 7 – ulaz rashladnog sredstva reaktora, 8 – izlaz rashladnog sredstva reaktora, 9 – ulaz pojne vode

6.1.5. Cirkulacijska pumpa reaktorskoga rashladnog sredstva

Za cirkulaciju reaktorskoga rashladnog sredstva u primarnom krugu služi vertikalna jednostepena cirkulacijska pumpa gonjena asinkronim motorom. Za novija nuklearna postrojenja toga tipa cirkulacijske se pumpe grade za protok od 6 m^3/s i za razliku tlaka od 0,9 MPa s motorom snage 5,5 MW. Visina pumpe s motorom iznosi 7 do 8 m, a masa oko 90 t. Kućište je pumpe kovano, a priključci se vare na primarne cjevovode. Motor pumpe zajedno s njezinom osovinom i propelerom pričvršćuje se prirubnicom za kućište.

Specifičnost je izvedbe takve pumpe osobito u načinu brtvljenja na osovini.

Pritom treba poštivati sljedeće principe: a) potrebno je spriječiti svako propuštanje reaktorskoga rashladnog sredstva uz osovinu pumpe zbog mogućnosti kontaminacije i b) potrebno je spriječiti ulaz bilo kakvih materijala za podmazivanje u reaktorsko rashladno sredstvo.

To se postiže tako da se sve brtvene površine podmazuju vodom i da se brtvene ploče tlače pročišćenom vodom koja je pod tlakom višim od tlaka reaktorskoga rashladnog sredstva.

Brtvljenje na osovini ostvaruje se trostepenim brtvama s drenažom vode između njih. Propuštanje brtvi iznosi (polazeći od brtve na strani rashladnog sredstva) 190, 3 i 0,05 cm^3/s.

6.1.6. Tlačni spremnik

Tlačni je spremnik posuda priključena na primarni krug nuklearne elektrane sa svrhom da se u njemu održava potreban tlak i da kompenzira promjenu obujma reaktorskoga rashladnog sredstva zbog promjene temperature. To je zatvorena cilindrična posuda obujma oko 40 m^3, u kojoj su električna grijala snage 1 do 1,5 MW. Spremnik je djelomično ispunjen vodom, a djelomično vodenom parom. Reguliranjem struje grijala mijenja se isparena količina vode, a time i tlak u parnom prostoru spremnika, koji se prenosi na cijeli primarni krug nuklearne elektrane. Na vrhu spremnika nalazi se prskalica kroz koju se može uštrcati voda iz rashladnog kruga reaktora u parni prostor i tako, zbog kondenzacije pare, smanjiti tlak. Tlačni spremnik ima rasteretne i sigurnosne ventile.

Promjenom opterećenja reaktora mijenja se, zbog promjene temperature rashladnog sredstva, i razina vode u tlačnom spremniku. Regulacijom snage grijala i količine uštrcane vode u parni prostor moguće je uz svaku razinu vode u tlačnom spremniku održavati željeni tlak.

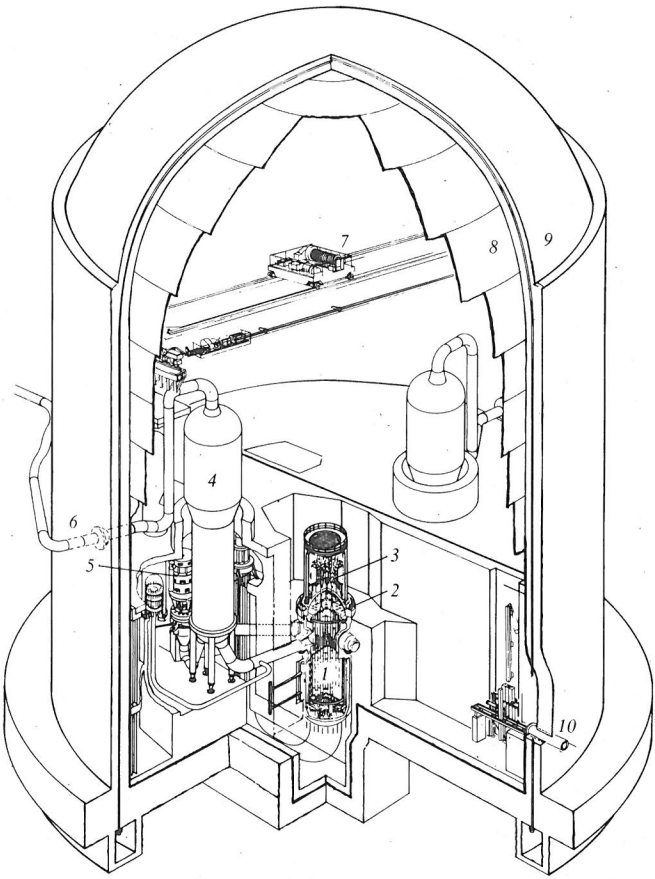
6.1.7. Sigurnosni štit (containment)

Osnovne komponente primarnog kruga nuklearne elektrane i dio komponenata reaktorskoga pomoćnog postrojenja smješteni su unutar cilindrične zaštitne posude, odnosno unutar sigurnosnog štita.

Sigurnosni je štit predviđen da zadrži vodenu paru i plinovite fisijske proizvode pri lomu neke od komponenata primarnog kruga nuklearne elektrane. Osnova je za projektiranje sigurnosnog štita i sigurnosnih sustava pretpostavka da se može slomiti jedan od cjevovoda primarnog kruga. S obzirom da se u primarnom krugu nalazi voda pod visokim tlakom (oko 16 MPa) i na visokoj temperaturi (oko 600 K), pri oštećenju u primarnom krugu voda će naglo ispariti zbog sniženja tlaka. Tako nastala para ispunjava prostor unutar sigurnosnog štita, pa tlak u tom prostoru može narasti do oko 0,4 MPa. Sigurnosni štit tako je projektiran da može izdržati toliko povišenje tlaka, a osim toga u njemu se nalaze prskalice kojima se dovodi hladna borirana voda s dodatkom NaOH u prostor unutar sigurnosnog štita, što omogućuje brzo sniženje tlaka kondenziranjem pare.

Svi otvori (vrata za ulaz osoblja i dopremu opreme) kroz stijenke sigurnosnog štita moraju biti hermetički zatvoreni. Svi prolazi u prostor unutar sigurnosnog štita moraju imati međukomore za izjednačenje tlaka. Unutar sigurnosnog štita stalno se održava podtlak s obzirom na okolinu. Tako je osigurano da pri pojavi propusnosti sigurnosnog štita kontaminirani plinovi i pare ne prodru u okolinu.

Sigurnosni se štit izvodi kao armiranobetonska konstrukcija, čelična konstrukcija ili njihova kombinacija. Nuklearna elektrana Krško ima, npr., čelični sigurnosni štit promjera 32 m i visine 71 m. Stijenke su u cilindričnom dijelu debele 38 cm.



Sl. 10.13. Smještaj komponenata primarnog kruga nuklearne elektrane s reaktorom tipa PWR unutar sigurnosnog štita: 1 – jezgra reaktora, 2 – reaktorska posuda, 3 – pogon mehanizma regulacijskih šipki, 4 – parogenerator, 5 – cirkulacijska pumpa, 6 – glavni parovod, 7 – polarni kran, 8 – čelični sigurnosni štit, 9 – armiranobetonska zgrada, 10 – kanal za prolaz goriva

Smještaj komponenata primarnog kruga nuklearne elektrane s reaktorom hlađenim i moderiranim običnom vodom pod tlakom unutar sigurnosnog štita mora omogućiti kompaktnost izvedbe, pristupačnost za održavanje i dekontaminaciju (sl. 10.13).

6.1.8. Pomoćni sustavi reaktora

Pomoćni sustavi reaktora nisu u neposrednoj vezi s iskorištenjem proizvedene toplinske energije, ali su bitni za sigurnost reaktora i njegovo ispravno i sigurno funkcioniranje.

Osnovni su pomoćni sustavi reaktora hlađenog i moderiranog vodom pod tlakom: sustav za odvod zaostale topline, sustav volumne i kemijske kontrole, sustav za zaštitno hlađenje jezgre, sustav za hlađenje nuklearnih komponenata i sustav za prskanje sigurnosnog štita.

Nakon prestanka lančane reakcije u nuklearnom se gorivu i dalje proizvodi toplinska energija, u prvom redu zbog raspada jezgara djelovanjem zakašnjelih neutrona i radioaktivnim raspadom produkata raspada jezgara U-235 i Pu-239. Zbog toga reaktor nakon obustave pogona treba i dalje hladiti kako bi se spriječilo pregrijavanje, pa i oštećenje gorivih elemenata. To se ostvaruje sustavom za odvod zaostale topline. Nekoliko prvih sati nakon obustave pogona reaktor se hladi cirkulacijom rashladnog sredstva kroz parogenerator. Oko 4 sata nakon obustave pogona stavlja se u pogon sustav za odvod preostale topline. Taj je sustav priključen na reaktor paralelno osnovnom rashladnom krugu. Dio rashladnog sredstva nakon izlaza iz reaktora oduzima se iz primarnog kruga, potiskuje pumpama kroz izmjenjivač topline, u kojem se hladi, i vraća u primarni krug na ulazu u reaktor. Sustav za odvod zaostale topline ima obično dva jednaka rashladna kruga, od kojih je jedan dovoljan za puni rashladni učin. Regulacija intenzivnosti hlađenja postiže se premoštenjem izmjenjivača topline. Sustav za odvod zaostale topline dimenzioniran je za tlak koji je 1/4 nominalnoga radnog tlaka u reaktoru, pa se on smije priključiti na primarni krug tek pošto tlak padne na spomenutu vrijednost.

Osim za hlađenje obustavljenog reaktora, sustav za odvod preostale topline ima i druge funkcije: punjenje i pražnjenje bazena za odzračeno gorivo, potapanje jezgre reaktora pumpanjem borirane vode iz spremnika, recirkulacija borirane vode kroz jezgru reaktora priključkom upojne strane pumpâ na dno sigurnosnog štita i stvaranje dovoljnog tlaka na upojnoj strani visokotlačnih pumpa kad je potrebno i te pumpe uključiti u krug recirkulacije.

Sustav volumne i kemijske kontrole za reaktore hlađene vodom pod tlakom ima sljedeće namjene: a) osigurati potreban obujam reaktorskoga rashladnog sredstva u primarnom krugu kako bi se razina vode u tlačnom spremniku održavala na visini potrebnoj za normalan pogon (oko 60% volumena spremnika ispunjeno vodom, a ostalo parom), b) omogućiti održavanje čistoće reaktorskoga rashladnog sredstva kontinuiranom demineralizacijom vode primarnog kruga, c) osigurati demineraliziranu vodu za brtvljenje i podmazivanje ležaja cirkulacijskih pumpâ primarnog kruga i d) održavati tlak u primarnom krugu kad se pojave manja oštećenja.

Sustav za zaštitno hlađenje reaktorske jezgre osnovni je sigurnosni sustav reaktora hlađenog i moderiranog vodom pod tlakom. Sustav je predviđen za dodatno hlađenje reaktorske jezgre kad je zbog kvara na osnovnom rashladnom sustavu (kvar može biti na primarnom ili sekundarnom rashladnom krugu) bitno

smanjena mogućnost normalnog hlađenja jezgre. Pregrijavanje jezgre zbog smanjenog hlađenja može oštetiti gorive elemente, pa će zbog toga fisijski proizvodi prodrijeti u rashladni sustav.

Zaštitno se hlađenje jezgre osigurava: a) uštrcavanjem borirane vode iz rezervoara borirane vode, b) brzim boriranjem jezgre dovođenjem borirane vode pumpama sustava za volumnu i kemijsku kontrolu, c) ubrizgavanjem borirane vode u jezgru pumpama zaštitnog sustava i d) potapanjem jezgre pumpama sustava za odvod zaostale topline.

Analize djelovanja sustava za zaštitno hlađenje jezgre nakon većih lomova na primarnim cjevovodima provode se uz dvije pretpostavke: a) oštećenja na primarnom cjevovodu kad ekvivalentni promjer nastalog otvora iznosi 75 mm ili manje i b) oštećenja na primarnom cjevovodu kad nastaju otvori veći od navedenih, i to sve do graničnog odreza primarnog cjevovoda prije njegova ulaska u reaktor (tada je površina kroz koju istječe reaktorsko rashladno sredstvo jednaka dvostrukom presjeku primarnog cjevovoda, jer treba računati da kroz nastali odrez istječe rashladno sredstvo i iz reaktora i iz parogeneratora). Lomovi drugih komponenata primarnog kruga (reaktorske posude, parogeneratora, pumpâ) mnogo su manje vjerojatni od lomova cjevovoda, te se prema prihvaćenim kriterijima ne uzimaju u obzir.

Kad se pojavi manja prskotina na primarnom krugu (pretpostavka a), tlak pada sporije, pa se u prvo vrijeme jezgra štiti uštrcavanjem visokotlačnim pumpama i pumpama zaštitnog sustava. Rezervoari počinju djelovati kasnije (nekoliko stotina sekunda nakon loma).

Nakon većih oštećenja (pretpostavka b) tlak u primarnom krugu padne ispod tlaka u rezervoaru za oko 10 s, a za manje od 20 s izjednačuje se s tlakom okoline. Uz tako nagli gubitak tlaka veoma su djelotvorni rezervoari i niskotlačne pumpe za potapanje jezgre. Brzo istjecanje borirane vode za zaštitno hlađenje iz rezervoara osigurava dušik koji se nalazi iznad vode u rezervoarima pod tlakom od oko 5 MPa. Svaki rashladni krug ima svoj rezervoar borirane vode, a volumen svih rezervoara približno je jednak volumenu reaktorske jezgre.

Sustav za zaštitno hlađenje jezgre nakon većih lomova na primarnim cjevovodima sprečava da temperatura na površini gorivih šipki naraste iznad 1 500 K. Uz tu temperaturu moguće je sačuvati gorive elemente neoštećene i tako onemogućiti ispuštanje fisijskih proizvoda u rashladni sustav. Sustav za zaštitno hlađenje mora ostati sposoban za djelovanje u svim uvjetima pogona nuklearne elektrane. Zbog toga se komponente i uređaji udvostručuju, da bi, i kad je neka komponenta nesposobna, sustav ostao sposoban za funkciju.

Sustav za zaštitno hlađenje jezgre automatski djeluje: a) kad se pojavi povišeni tlak u prostoru unutar sigurnosnog štita uz istodobno smanjenje tlaka u primarnom rashladnom krugu reaktora i b) kad se pojavi povišeni protok pare uz istodobno smanjenje tlaka u parovodu, ili uz istodobnu pojavu razlike tlakova u parovodima koji odvode paru iz različitih parogeneratora. Razlika tlakova indicira oštećenje jednog od glavnih parovoda.

Sustav za hlađenje nuklearnih komponenata služi za hlađenje izmjenjivača topline i pumpâ u pomoćnim sustavima reaktora te pumpâ u primarnom rashladnom krugu. Hladi se demineraliziranom vodom koja cirkulira u zatvorenom krugu. Zatvoreni sustav hlađenja onemogućuje prodor radioaktivnih materijala iz hlađenih komponenata u okolinu, a dopušta da se održava zahtijevana kvaliteta vode za hlađenje. Sustav se sastoji od izmjenjivača topline hlađenih sirovom vodom i pumpâ koje razvode vodu do komponenata koje treba hladiti. Rad tog sustava bitan je za sigurnost reaktora u normalnom pogonu i nakon obustave pogona. Zbog toga komponente sustava, vanjski izvori hlađenja i napajanje električnom energijom moraju biti izvedeni prema posebnim propisima.

Sustav za prskanje sigurnosnog štita služi za brzo sniženje tlaka unutar sigurnosnog štita. Ako se pojavi veći lom na primarnom cjevovodu, prostor unutar sigurnosnog štita ispunit će se vodenom parom za nekoliko desetaka sekunda i unutrašnji će tlak narasti na oko 0,4 MPa. Zbog oštećenih gorivih elemenata (računa se da postoji 0,5 do 1% oštećenih gorivih šipki) zajedno s parom izlaze i fisijski proizvodi. Među njima je osobito važan I-131 zbog utjecaja na okolinu.

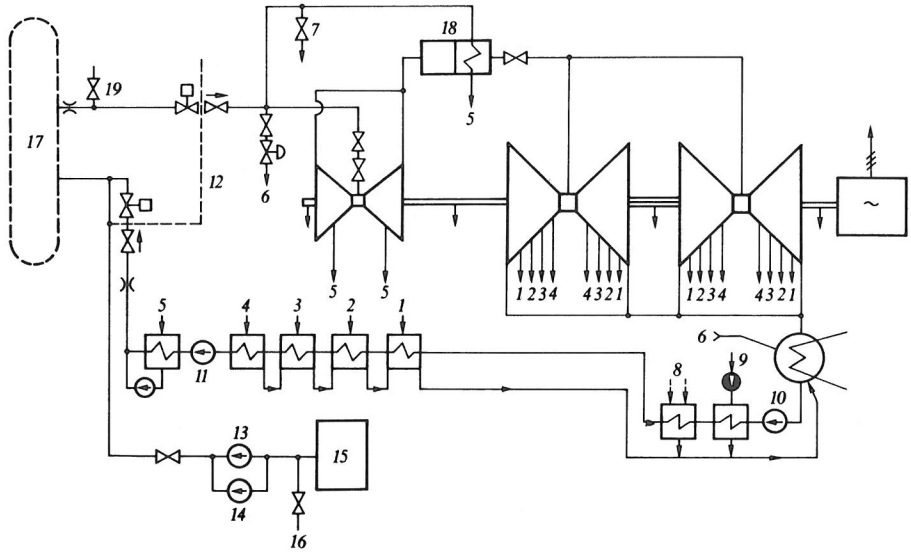
Brzo sniženje tlaka pare unutar sigurnosnog štita postiže se uštrcavanjem vode ugrađenim prskalicama koje su napajane dvjema paralelno spojenim pumpama učina po 0,15 m^3/s. Pumpe crpe vodu iz velikog rezervoara za boriranu vodu ili sa dna prostora unutar sigurnosnog štita. Smanjenjem tlaka u tom prostoru smanjuje se i propuštanje pare i plinova u okolinu. Vodi se prskanjem dodaje natrij-hidroksid (NaOH) radi povišenja pH-vrijednosti na 8,5 do 9,0, čime se smanjuje korozija i veže jod. Vezanjem joda smanjuje se mogućnost ispuštanja joda u okolinu jer se ne može potpuno eliminirati propusnost sigurnosnog štita. U analizama sigurnosti nuklearnoga energetskog postrojenja računa se s propuštanjem sigurnosnog štita od 0,1 do 0,2% volumena prostora obuhvaćenog tim štitom na dan.

6.1.9. Sekundarni krug nuklearne elektrane

Sekundarni krug nuklearne elektrane (sl. 10.14) sličan je postrojenju konvencionalne elektrane, ali ima sljedeće specifičnosti:

a) radni je medij zasićena para relativno niskog tlaka (6 do 7 MPa). Takva para zahtijeva veliki protočni presjek i stvara poteškoće zbog kondenzacije pare tokom ekspanzije u turbini. Vlažnost se pare u turbini smanjuje separiranjem vlage u toku ekspanzije. Velik protočni presjek traži velike presjeke parovoda i turbine, a osobito njezina niskotlačnog dijela. Duljina zadnjih lopatica u turbini iznosi 1 100 do 1 200 mm. Zbog navedenoga dimenzije su turbina u nuklearnim elektranama veće nego u konvencionalnim termoelektranama jednake snage;

b) regulacija turbine povezana je s regulacijom reaktora. Ako se naglo rastereti generator (npr. isklapanjem sklopke), brzozaporni ventili zatvaraju dovod pare u visokotlačni i niskotlačni dio turbine. Proizvedena svježa para tada se iz parogeneratora obilaznim cjevovodom odvodi neposredno u kondenzator. Nuklearni



Sl. 10.14. Sekundarni krug nuklearne elektrane: 1, 2, 3 i 4 – niskotlačni regenerativni zagrijači, 5 – visokotlačni regenerativni zagrijač, 6 – obilazni parovod svježe pare, 7 – pojni vod za turbinu za pogon pomoćne pojne pumpe, 8 – kondenzator brtvene pare, 9 – kondenzator ejektora, 10 – kondenzatna pumpa, 11 – pojna pumpa, 12 – granica sigurnosnog štita, 13 i 14 – pomoćne pojne pumpe na elektromotorni i turbinski pogon, 15 – rezervoar kondenzata, 16 – dovod sirove vode, 17 – parogenerator, 18 – separator vlage i pregrijač pare, 19 – rasteretni i sigurnosni ventili

reaktor može stabilno raditi i s malim opterećenjem. Nakon isklapanja prekidača koji elektranu spajaju s mrežom nuklearna elektrana može ostati u pogonu napajajući samo svoje pomoćne pogone;

c) ako se ošteti cjevovod za napajanje parogeneratora ili ako prestane raditi pojna pumpa, postoji rezervno hlađenje parogeneratora pomoćnim rashladnim krugom, koji ima paralelno spojene pumpe gonjene elektromotorom i parnom turbinom. Ta se parna turbina napaja parom iz parogeneratora, što osigurava pogon i kad nema dovoda električne energije iz mreže. Pomoćni rashladni krug dobavlja u parogenerator vodu iz rezervoara kondenzata, a u nuždi i sirovu vodu. Pomoćni se rashladni krug stavlja u pogon kad se pojavi kvar na osnovnom pojnom sustavu parogeneratora.

6.2. Reaktor hlađen i moderiran kipućom vodom (BWR)

6.2.1. Općenito

Prvi reaktor s kipućom vodom bio je BORAX 1 (SAD), koji je stavljen u pogon polovicom 1954. godine, a imao je termičku snagu od samo 1,2 MW. Zatim su bili eksperimentalni reaktori BORAX (ukupno pet reaktora do 1962. godine), SPERT (ukupno četiri reaktora od 1955. do 1962. godine) i EBWR (1956. godine). Reaktori BORAX i SPERT imaju visokoobogaćeno gorivo (oko 90%), a reaktor EBWR slaboobogaćeni uran. Prvo veće postrojenje bilo je u redovnom pogonu u 1960. godini (Dresden, SAD). U tabl. 10.16, 10.17. i 10.18. svrstani su reaktori tipa BWR koji su u pogonu i u izgradnji. Obuhvaćeni su samo reaktori sa snagom većom od 30 MW na pragu elektrane.

Reaktor hlađen i moderiran kipućom vodom ujedinjuje funkcije primarnog kruga nuklearne elektrane u reaktorskoj posudi. U reaktorskoj jezgri pojna voda isparuje, a zasićena para iz reaktorske posude neposredno se odvodi u turbinu. Taj tip nuklearnog reaktora omogućuje neposredni kružni proces voda-para, bez posredovanja parogeneratora, pa je takvo nuklearno energetsko postrojenje kompaktnije. Reaktori s kipućom vodom trebaju manju snagu za pumpanje rashladnog sredstva nego reaktori s vodom pod tlakom.

6.2.2. Reaktorsko postrojenje

Isparivanje vode u reaktoru traži posebna rješenja i uređaje u reaktorskom postrojenju i u ostalim dijelovima elektrane. U reaktoru s kipućom vodom mora se osigurati recirkulacija vode, separacija vlage i sušenje pare u reaktorskoj posudi. Reaktorska posuda zbog toga ima velike dimenzije i težinu (visina iznosi oko 20 m, promjer oko 6,5 m, a masa 700 do 800 t). Reaktorska posuda mora se najčešće spajati na gradilištu, jer je prevelika za transport. Separatori vlage (obično centrifugalne izvedbe) i sušionici pare moraju biti smješteni iznad reaktorske jezgre. Prije izmjene goriva treba te dijelove izvaditi iz reaktorske posude kako bi se omogućio pristup reaktorskoj jezgri. Takav smještaj separatora vlage i sušionika pare onemogućuje smještaj vodilica i kućišta regulacijskih sklopova u gornji dio posude, kao u reaktoru s vodom pod tlakom, te se svi dijelovi regulacijskih mehanizama nalaze ispod reaktorske jezgre.

Jedan je od bitnih uređaja u reaktoru s kipućom vodom sustav za recirkulaciju vode u jezgri. Recirkulacijom se povećava proizvedena snaga u jezgri reaktora, jer se odvođenjem proizvedene pare povećava reaktivnost. Mijenjanjem količine vode u recirkulaciji moguće je znatno mijenjati snagu reaktora bez pomaka regulacijskih šipki (u granicama $\pm 35\%$ oko trenutnog opterećenja). Voda se ponovno dovodi u jezgru ili cirkulacijskim pumpama koje su smještene izvan

Tabl. 10.16. Reaktori hlađeni i moderirani kipućom vodom (BWR) stavljeni u pogon od 1962. do 1980. godine, snaga na pragu elektrana MW

	1962.	1969.	1970.	1971.	1972.	1974.	1975.	1976.	1977.	1978.	1979.	1980.	Ukupno
Finska	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	810	–	810
Indija	–	320	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	320
Japan	–	–	–	439	–	1 199	–	1 540	–	3 390	1 067	–	7 635
Nizozemska	–	55	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	55
SR Njemačka	–	–	–	–	640	–	–	–	771	–	907	684	3 002
SAD	69	1 230	1 454	1 330	2 726	4 785	4 026	–	1 857	–	820	–	18 297
Španjolska	–	–	–	440	–	–	–	–	–	–	–	–	440
Švedska	–	–	–	–	440	595	1 400	750	585	–	–	970	4 740
Švicarska	–	–	–	–	320	–	–	–	–	–	–	–	320
Tajvan	–	–	–	–	–	–	–	–	–	604	604	–	1 208
Ukupno	69	1 605	1 454	2 209	4 126	6 579	5 426	2 290	3 213	3 994	4 208	1 654	36 827

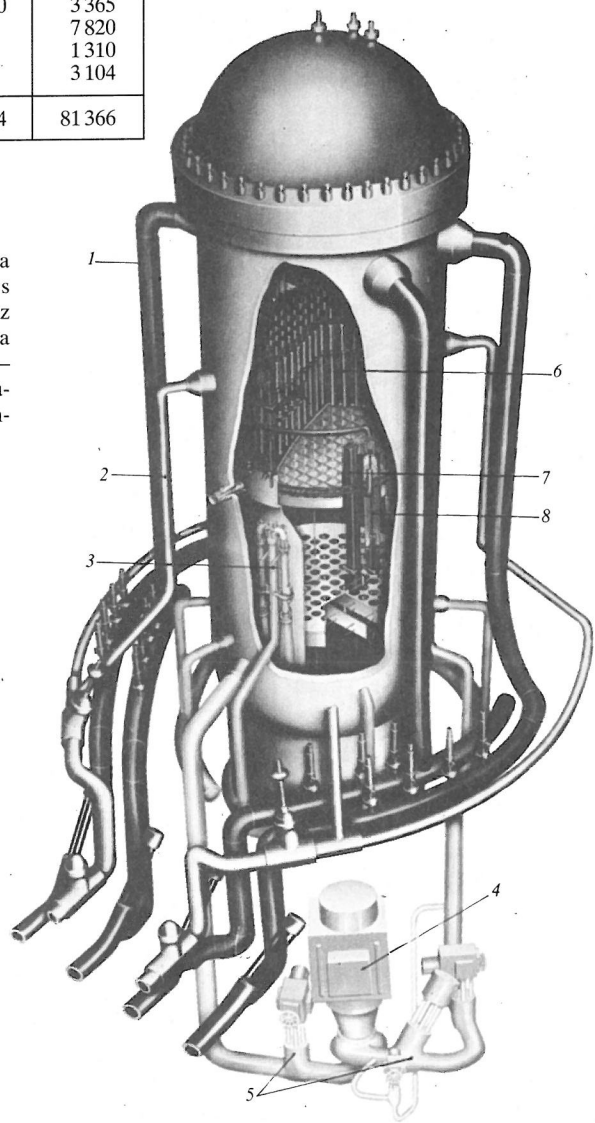
Tabl. 10.17. Reaktori hlađeni i moderirani kipućom vodom (BWR) stavljeni u pogon od 1981. do 1987. godine i reaktori u gradnji, snaga na pragu elektrana MW

	1981.	1982.	1983.	1984.	1985.	1986.	1987.	1989.	1990.	1991.	1992.	1993.	1995.	Ukupno
Finska	–	710	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	710
Italija	860	–	–	–	–	–	–	–	–	1 964	–	–	–	2 824
Japan	–	1 067	–	1 564	2 134	–	1 066	791	2 134	–	–	2 200	825	11 781
SR Njemačka	–	–	–	2 504	1 244	–	–	–	–	–	–	–	–	3 748
SAD	–	1 078	1 050	2 200	2 300	1995	4 452	–	1 055	1 205	1 250	–	–	16 585
Španjolska	–	–	–	–	975	–	–	–	–	975	–	975	–	2 925
Švedska	970	–	–	–	2 110	–	–	–	–	–	–	–	–	3 080
Švicarska	–	–	–	990	–	–	–	–	–	–	–	–	–	990
Tajvan	948	–	948	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	1 896
Ukupno	2 778	2 855	1 998	7 258	8 763	1 995	5 518	791	3 189	4 144	1 250	3 175	825	44 539

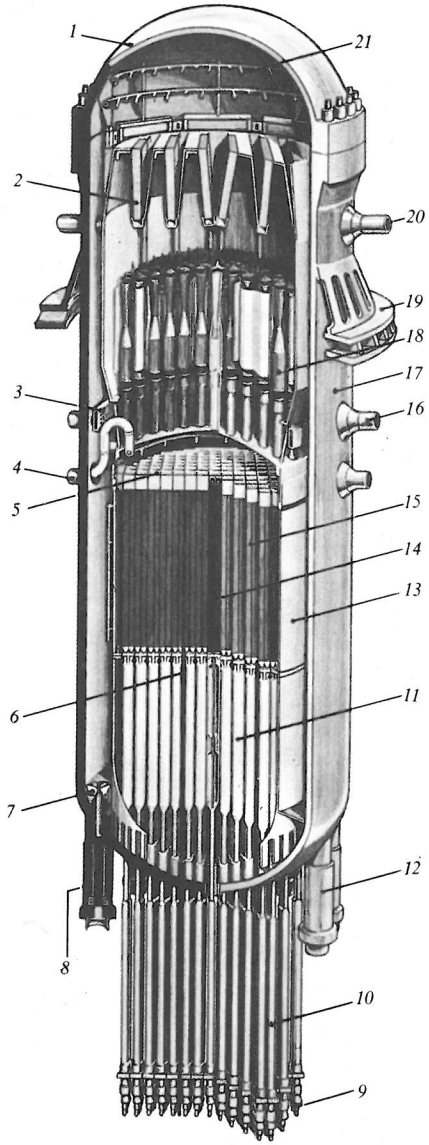
Tabl. 10.18. Reaktori hlađeni i moderirani kipućom vodom (BWR), snaga na pragu elektrana MW

	Do 1987.	1988/95.	Do 1995.
Finska	1 520	–	1 520
Indija	320	–	320
Italija	860	1 964	2 824
Japan	13 466	5 950	19 416
Nizozemska	55	–	55
SR Njemačka	6 750	–	6 750
SAD	31 372	3 510	34 882
Španjolska	1 415	1 950	3 365
Švedska	7 820	–	7 820
Švicarska	1 310	–	1 310
Tajvan	3 104	–	3 104
Ukupno	67 992	13 374	81 366

reaktorske posude i koje napajaju pumpe unutar reaktorske posude (sl. 10.15) ili unutrašnjim cirkulacijskim pumpama s propelerima u reaktorskoj posudi, a pogonskim motorima izvan nje (sl. 10.16).



Sl. 10.15. Postrojenje nuklearnog reaktora hlađenog i moderiranog kipućom vodom s vanjskim recirkulacijskim krugom: 1 – izlaz pare, 2 – ulaz pojne vode, 3 – pumpa za vodu, 4 pumpa za recirkulaciju vode, 5 – ventil za regulaciju protoka u krugu recirkulacije, 6 – separatori pare, 7 – gorivi elementi, 8 – regulacijski sklop

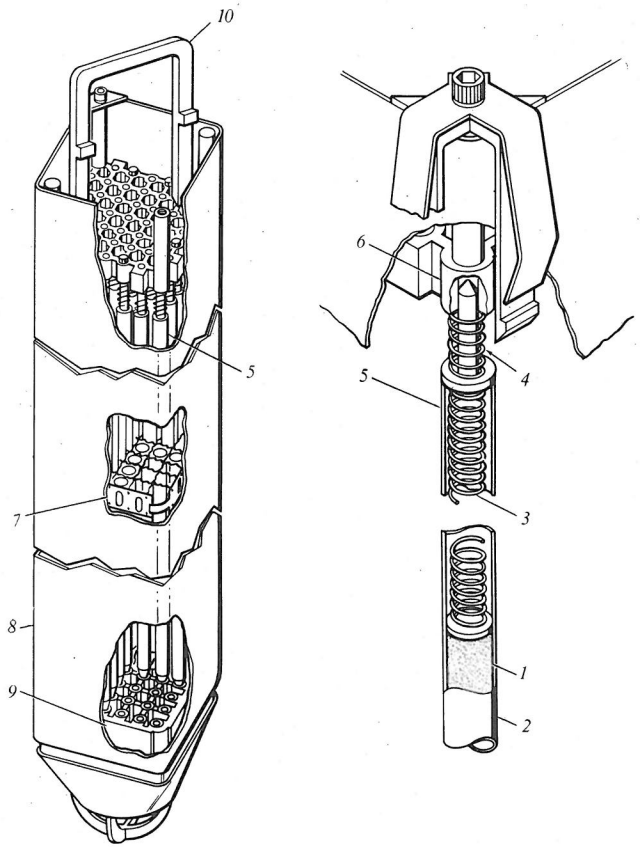


Sl. 10.16. Postrojenje nuklearnog reaktora hlađenog i moderiranog kipućom vodom s unutrašnjim krugom za recirkulaciju: 1 – poklopac reaktorske posude, 2 – sušionik pare, 3 – razdjelnik pojne vode, 4 – priključak za pomoćno napajanje reaktora, 5 – gornja rešetka jezgre, 6 – neutronski detektor, 7 – propeler cirkulacijske pumpe, 8 – kućište motora pumpe, 9 – pogon regulacijskih šipki, 10 i 11 – vodilice regulacijskih sklopova, 12 – cirkulacijska pumpa, 13 – posuda moderatora, 14 – regulacijski sklop, 15 – gorivi element, 16 – ulaz pojne vode, 17 – reaktorska posuda, 18 – separator pare, 19 – potporna prirubnica, 20 – izlaz pare, 21 – prskalice za hlađenje pare

Omjer količine vode u recirkulaciji i količine isparene vode iznosi 6 do 8. Tlak je u posudi reaktora oko 7 MPa. On je, dakle, mnogo niži nego u reaktoru s vodom pod tlakom. Debljina stijenke posude iznosi oko 150 mm. Temperatura je pojne vode obično oko 480 K, a količina proizvedene pare u reaktoru 1,5 do 1,6 kg/s po MW snage reaktora.

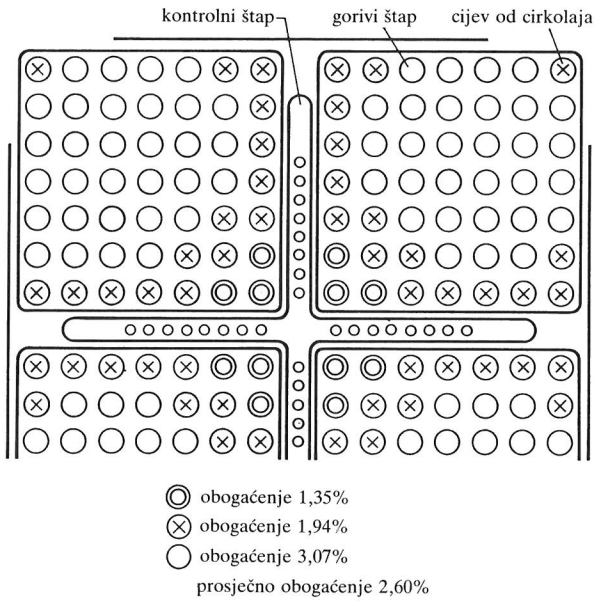
Gorivi elementi reaktora s kipućom vodom sastavljeni su od snopa šipki u kvadratnoj rešetki sa 7×7 ili 8×8 položaja. Promjer je gorivih šipki 12 mm. Šipke su od cijevi izrađenih od cirkonija, koje su ispunjene tabletama uran-dioksida.

Duljina aktivnog dijela gorivog elementa iznosi 3 700 mm. Gorivi su elementi smješteni u pojedinačne kutije (sl. 10.17). Reaktor s kipućom vodom snage 1 000 MW sadrži oko 700 takvih gorivih elemenata u kojima se nalazi oko 124 t urana.



Sl. 10.17. Gorivi element reaktora hlađenog i moderiranog kipućom vodom: 1 – tableta uran-dioksida, 2 – goriva šipka, 3 – pero za potiskivanje tableta uran-dioksida, 4 – pero za elastično povezivanje gorivih šipki s nosivom konstrukcijom, 5 – obloga gorive šipke, 6 gornja potporna ploča, 7 – elastična rešetka, 8 – kutija gorivog elementa, 9 – donja potporna ploča, 10 – ručica za podizanje gorivog elementa

U prostoru između četiri kutije gorivih elemenata prolazi regulacijski sklop koji ima horizontalni presjek u obliku križa (sl. 10.18). Kutije gorivih elemenata služe i kao vodilice regulacijskih sklopova. Regulacijski je sklop čelična konstrukcija mase oko 170 kg, koja ima horizontalne ili vertikalne provrte napunjene bor-karbidom (B_4C). Regulacijski sklopovi moraju osigurati veću rezervu negativne reaktivnosti nego što je potrebno u reaktoru s vodom pod tlakom, jer neposredni rashladni krug reaktora ne omogućuje upotrebu borne kiseline u reaktorskoj vodi.



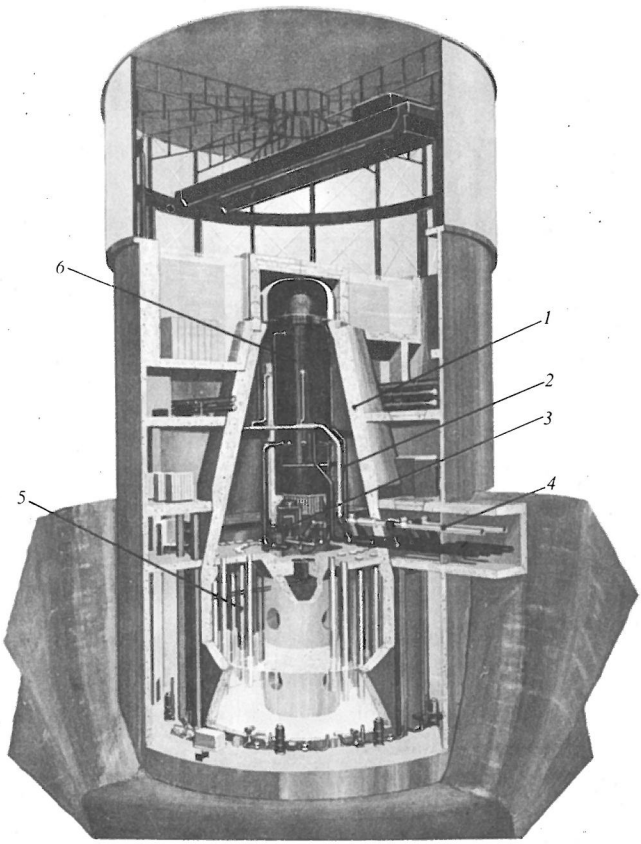
Sl. 10. 18. Slog gorivih elemenata sa po 7 × 7 gorivih štapova s kontrolnim štapom u obliku križa za reaktor tipa BWR

Reaktorska voda mora naime biti čista demineralizirana voda. Potrebnu rezervu negativne reaktivnosti moguće je osigurati, kad je reaktorska jezgra svježa, upotrebom izgorivih apsorbera. Kao izgorivi apsorber upotrebljava se gadolinij-oksid (Gd_2O_3). Regulacijski sklopovi ulaze odozdo u jezgru, što je povoljno s gledišta kontrole reaktivnosti. U donjem je dijelu jezgre naime gustoća proizvedene snage veća zbog boljeg moderatorskog djelovanja vode, jer je udio pare u donjem dijelu jezgre manji nego u gornjemu.

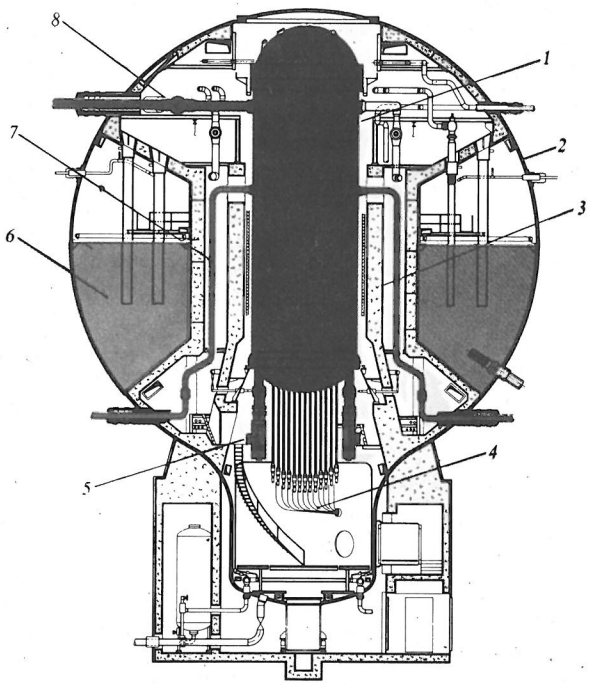
Za pogon regulacijskih sklopova služe dva pogonska sredstva. U normalnom pogonu sklopovi se pokreću pomoću elektromotora. Brzina podizanja i spuštanja regulacijskih sklopova iznosi oko 15 mm/s. Za naglo obustavljanje reaktora predviđen je hidraulički pogon. Rezervoari s vodom pod stalnim su tlakom dušika. Električnim signalom ventili se na tim rezervoarima otvaraju i voda iz rezervoara potiskuje regulacijske sklopove u reaktorsku jezgru silom koja je oko 10 puta veća od njihove težine.

Reaktor s kipućom vodom ima negativni temperaturni koeficijent, koji je posljedica djelovanja temperature goriva i djelovanja šupljina u moderatoru (kipuća voda) zbog pojave mjehurića pare. I povišenje temperature goriva i povećanje broja mjehurića pare u vodi povećavaju negativnost temperaturnog koeficijenta. Stabilan je pogon reaktora osiguran ako omjer volumena pare i volumena vode u jezgri nije veći od 0,2 do 0,3.

Da bi se zaštitila okolina u slučaju loma cjevovoda koji ulaze u reaktor (pojni cjevovodi, recirkulacijski cjevovodi, parovodi), reaktorsko je postrojenje smješteno u sigurnosni štit. Zbog kompaktnije izvedbe reaktorskog postrojenja dimenzije su toga štita za reaktor s kipućom vodom mnogo manje nego za reaktor s vodom pod tlakom. Izvedbe sigurnosnog štita i uređaja za reaktor s kipućom vodom međusobno se prilično razlikuju (sl. 10.19. i 10.20). Zbog ekspanzije pare nakon loma cjevovoda ili zbog otvaranja rasteretnih ventila pri lomu cjevovoda raste tlak u prostoru unutar sigurnosnog štita. Tlak se pare smanjuje njezinom kondenzacijom u kondenzacijskim komorama (bazenima s vodom) unutar sigurnosnog štita. Dodatno se smanjenje tlaka postiže prskanjem vode u parni prostor.



Sl. 10.19. Sigurnosni štit s reaktorskom zgradom za reaktor hlađen i moderiran kipućom vodom i vanjskim cirkulacijskim krugom: 1 – sigurnosni štit, 2 – parovod, 3 – pumpa za recirkulaciju, 4 – cjevovod za pojnu vodu, 5 – komora za kondenzaciju pare, 6 – reaktorska posuda



Sl. 10.20. Kuglasti čelični sigurnosni štit reaktora s kipućom vodom i unutrašnjim cirkulacijskim krugom: 1 – reaktorska posuda, 2 – sigurnosni štit, 3 – biološki štit, 4 – instrumentacija reaktorske jezgre, 5 – pumpa za recirkulaciju, 6 – komora za kondenzaciju pare, 7 – cjevovod pojne vode, 8 – parovod

6.2.3. Pomoćni pogoni

Pomoćni pogoni reaktora s kipućom vodom mogu se svrstati u dvije grupe: pomoćni pogoni potrebni za normalni rad reaktora i pomoćni pogoni za zaštitu reaktorskog postrojenja u kvaru.

Pomoćni pogoni za osiguranje normalnog rada reaktora jesu: a) sustav za odvođenje zaostale topline iz reaktora, b) sustav za pročišćavanje reaktorskoga rashladnog sredstva, c) sustav za pročišćavanje vode iz bazena za nuklearno gorivo, d) sustav za hlađenje nuklearnih komponenata i e) sustav za tretiranje nuklearnih otpadaka.

Sustav za odvođenje zaostale topline sastoji se od dva neovisna rashladna kruga, od kojih svaki ima pumpu za recirkulaciju vode i izmjenjivač topline. Izmjenjivač je hlađen u zatvorenom rashladnom krugu sustava za hlađenje nuklearnih komponenata. Paralelno s jednim od rashladnih krugova za odvođenje zaostale topline spojen je sustav za pročišćavanje reaktorske vode. Prije ulaska u ionske

izmjenjivačke filtre voda se hladi u dva stupnja: regenerativnim izmjenjivačem topline i paralelno spojenim hladnjacima priključenim na sustav za hlađenje nuklearnih komponenata.

Bazeni za odzračeno nuklearno gorivo hlade se recirkulacijom vode iz bazena preko filtra izmjenjivača topline. Hlađenjem bazena osigurava se odvođenje topline koja se oslobađa radioaktivnim raspadom odzračenog goriva.

Sve komponente reaktorskog postrojenja koje su u dodiru s rashladnim sredstvom reaktora hlade se vodom sustava za hlađenje nuklearnih komponenata, koja cirkulira u zatvorenom krugu. Toplina akumulirana u tom sustavu predaje se preko izmjenjivača topline sirovoj vodi. Sirova voda za hlađenje mora biti osigurana u svim uvjetima, jer je to jedan od osnovnih zahtjeva za sigurnost reaktorskog postrojenja.

Sustav za tretiranje radioaktivnih otpadaka uključuje preradu čvrstih, tekućih i plinovitih otpadaka. Za reaktor s kipućom vodom posebno su važni plinoviti radioaktivni otpaci. Najveće je izvorište tih otpadaka, među kojima je najviše izotopa kriptona i ksenona, kondenzator turbine u koji oni dospijevaju zajedno s vodenom parom. Plinoviti fisijski proizvodi, koje ejektori sišu iz kondenzatora, vode se u sustav za tretiranje plinovitih radioaktivnih otpadaka. Količina radioaktivnih otpadaka mnogo ovisi o broju oštećenih obloga gorivih elemenata. Obično se računa sa 0,5 % oštećenih obloga.

Pomoćni pogoni za zaštitu reaktorskog postrojenja u slučaju kvara jesu: a) sustav za brzo boriranje reaktora, b) visokotlačni sustav za uštrcavanje vode u jezgru, c) niskotlačni sustav za potapanje jezgre, d) sustav za hlađenje sigurnosnog štita i e) sustav za izolaciju sigurnosnog štita. Rad pomoćnih sustava kojima se osigurava sigurnost reaktora osiguran je izvedbom s neovisnim komponentama koje su smještene u posebnim prostorijama. Potpuno iskorištenje proizvodnog kapaciteta postrojenja osigurano je i kad se pokvari bilo koja komponenta.

Sustav za zaštitno hlađenje reaktorske jezgre i brzo obustavljanje pogona reaktora služi da zaštiti gorive elemente kad se smanji tlak u reaktorskoj posudi zbog loma na nekom od priključnih cjevovoda. Kad se ošteti neki od cjevovoda, voda naglo isparuje i ispunjava prostor unutar sigurnosnog štita. Tamo se nalaze bazeni za kondenzaciju u koje se kroz cijevi za kondenzaciju odvodi para, pa se tako smanjuje unutrašnji tlak.

Visokotlačne pumpe za brzo boriranje jezgre uštrcavaju, djelovanjem automatskog uređaja, otopinu natrij-pentaborata u prostor ispod reaktorske jezgre. Otopina sadrži dovoljno apsorbera da osigura sigurno i brzo gašenje reaktora i kad su izvučeni regulacijski sklopovi.

Voda za zaštitno hlađenje jezgre i za polijevanje sigurnosnog štita, kad se ošteti neki dio reaktorskog postrojenja, nalazi se u kondenzacijskim bazenima unutar sigurnosnog štita. Iz tih bazena crpe vodu četiri grupe pumpa, svaka po tri pumpe, koje imaju neovisno i odvojeno napajanje električnom energijom iz mreže i dizelskih agregata u elektrani. Svaka je grupa pumpâ i prostorno odvojena od ostalih grupa, kako kvar na jednoj od pumpa ne bi utjecao na funkcionalnost drugih grupa i kako bi bio omogućen nesmetani remont. U svakoj grupi postoje

visokotlačna i niskotlačna pumpa za hlađenje jezgre te pumpa za napajanje prskalica u sigurnosnom štitu. Voda za prskanje kruži i hladi se preko sustava za hlađenje nuklearnih komponenata. Pumpe za prskanje i hlađenje sigurnosnog štita djeluju i kad je potrebno izolirati sigurnosni štit. Taj štit treba izolirati kad se ošteti jedan od parovoda između reaktora i turbine. Brzozaporni ventili tada zatvaraju odvod pare u parovode izvan sigurnosnog štita, pa se ona preko rasteretnih ventila i cijevi za kondenzaciju odvodi u kondenzacijske bazene unutar sigurnosnog štita. Postoje reaktori s kipućom vodom koji imaju manje pumpa u pomoćnim sustavima, jer se funkcije pojedinih sustava kombiniraju. Princip funkcionalnosti sustava koji djeluju za slučaj kvara pri oštećenju bilo koje komponente, koji zahtijeva neovisno napajanje pogonskom energijom i prostorno odvajanje komponenata, mora biti sačuvan u svakoj izvedbi.

6.2.4. Sekundarni krug nuklearne elektrane

Turbogeneratorsko postrojenje dobiva iz reaktora zasićenu paru tlaka oko 7 MPa. Turbina se obično sastoji od visokotlačnog i nekoliko niskotlačnih dvostrukih kućišta. Vlažnost se pare u procesu ekspanzije smanjuje ugradnjom separatora vlage i zagrijača pare između visokotlačnog i niskotlačnog dijela turbine. Zbog neposredne veze između reaktora i turbine postoji mogućnost unošenja u turbinu, zajedno s parom, radioaktivnih fisijskih i korozijskih proizvoda. Tako se turbina, osobito njezin visokotlačni dio, kontaminira, što je potrebno uzeti u obzir i u pogonu, a pogotovo za vrijeme remonta. Voda se iz kondenzatora vraća u reaktor i zbog toga je potrebno održavati kvalitetu vode na razini koja je propisana za rashladno sredstvo reaktora. Korozijski proizvodi u vodi ili nečistoće zbog propusnosti kondenzatora mogu uzrokovati teškoće u pogonu zbog aktiviranja tih sastojaka i zbog utjecaja na materijale u reaktoru. Zbog toga se sav kondenzat pročišćuje pomoću ionskih izmjenjivača. Ako je potrebno obustaviti pogon turbine, svježa se para odvodi neposredno u kondenzator preko obilaznih parovoda.

Iz nuklearne elektrane s reaktorom s kipućom vodom ne smije se para ispuštati u okolinu.

7. Teškovodni reaktori

7.1. Općenito

Teškovodni su reaktori oni u kojima je moderator teška voda. Mali udarni presjek apsorpcije teške vode omogućuje bolje iskorištavanje neutrona, ali pomanjkanje teške vode i njezina visoka cijena spriječili su brzi razvoj takvog tipa reaktora. Unatoč tome izgrađen ih je veći broj, u prvom redu eksperimentalnih. Prvi takav reaktor stavljen je u pogon u Norveškoj (Halden, 1959. godine), a zatim u SAD (Hanford, 1960. godine, *Plutonium Recycle Test Reactor* – PRTR). Pregled teškovodnih reaktora koji su u pogonu i gradnji nalazi se u tabl. 10.19, 10.20. i 10.21.

Prednost je teškovodnih reaktora u tome što se može postići visok odgor (oko 10 000 MWd/t) prirodnog urana, a to je gotovo dvostruko više nego u reaktoru s grafitom i prirodnim uranom. Neovisnost o dobavljačima obogaćenog urana vjerojatno je jedan od razloga što se u nekim zemljama smatra da će teškovodni reaktori biti konkurentni lakovodnima.

Mali udarni presjek apsorpcije i kratke staze migracije neutrona dopuštaju relativno male dimenzije teškovodnih reaktora s prirodnim uranom. Iskorištavanje neutrona može se poboljšati ako je temperatura moderatora niska jer se tada smanjuje rezonantna apsorpcija neutrona od U-238. Zbog toga je u većini teškovodnih reaktora moderator odijeljen od rashladnog sredstva, iako je i moderator i rashladno sredstvo teška voda. Tada se, naime, moderator može održavati na nižoj temperaturi od rashladnog sredstva. Zbog toga rashladno sredstvo struji u cijevima.

Nuklearne elektrane s reaktorom moderiranim i hlađenim teškom vodom u osnovi su slične nuklearnim elektranama s reaktorima koji su hlađeni i moderirani običnom vodom pod tlakom, uz razliku što je u primarnom krugu obična voda zamijenjena teškom vodom. Upotreba teške vode za hlađenje i moderiranje reaktora omogućuje da se kao nuklearno gorivo upotrijebi prirodni uran, što nije moguće s reaktorima s običnom vodom.

Tabl. 10.19. Teškovodni reaktori u pogonu do 1980. godine, snaga na pragu elektrana MW

	1968.	1971.	1972.	1973.	1974.	1977.	1978.	1979.	Ukupno
Argentina	–	–	–	–	335	–	–	–	335
Indija	–	–	–	202	–	–	–	–	202
Japan	–	–	–	–	–	–	–	148	148
Kanada	–	1030	515	515	–	1528	750	769	5116
Pakistan	–	–	125	–	–	–	–	–	125
Velika Britanija	92	–	–	–	–	–	–	–	92
Ukupno	92	1030	640	717	335	1528	750	917	6018

Tabl. 10.20. Teškovodni reaktori u pogonu od 1981. do 1987. godine i u gradnji, snaga na pragu elektrana MW

	1981.	1983.	1984.	1985.	1986.	1987.	1988.	1989.	1990.	1991.	1992.	1994.	1995.	1996.	Ukupno
Argentina	–	600	–	–	–	–	–	–	–	–	692	–	–	–	1292
Indija	202	–	220	220	–	–	220	220	–	220	220	440	440	–	2402
Kanada	–	1154	1353	1352	1353	837	–	1762	–	881	881	–	–	–	9573
Koreja	–	629	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	629
Rumunjska	–	–	–	–	–	–	–	–	620	–	620	620	620	620	3100
Ukupno	202	2383	1573	1572	1353	837	220	1982	620	1101	2413	1060	1060	620	16996

Tabl. 10.21. Teškovodni reaktori, snaga na pragu elektrana MW

	Do 1987.	1988/96.	do 1996.
Argentina	935	692	1627
Indija	844	1760	2604
Japan	148	–	148
Kanada	11165	3524	14689
Rep. Koreja	629	–	629
Pakistan	125	–	125
Rumunjska	–	3100	3100
Velika Britanija	92	–	92
Ukupno	13938	9076	23014

Nuklearna postrojenja s reaktorima hlađenim i moderiranim teškom vodom izvode se u dvije verzije: reaktori s cijevima pod tlakom i reaktori s posudom pod tlakom. Reaktore s cijevima pod tlakom razvila je Kanadska atomska komisija (AECL, Atomic Energy of Canada Limited). Ta je izvedba mnogo raširenija od izvedbe s posudom pod tlakom koja je razvijena u SR Njemačkoj (KWU, Kraftwerkunion).

Osim toga, razvija se i nuklearni reaktor moderiran teškom vodom i hlađen kipućom vodom.

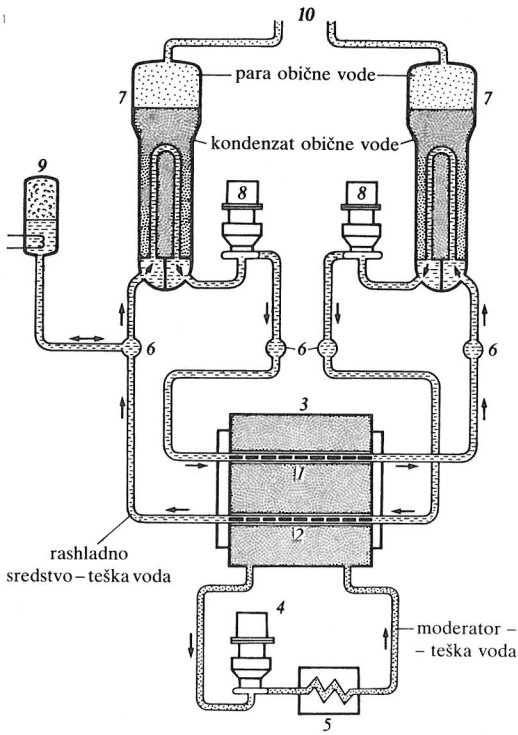
7.2. Teškovodni reaktori s cijevima pod tlakom (HWR, CANDU)

7.2.1. Reaktorsko postrojenje

Teškovodni reaktor s cijevima pod tlakom sastoji se od posude pod tlakom i cijevi koje prolaze kroz tu posudu. U cijevima se nalazi nuklearno gorivo i kroz njih cirkulira teška voda kao rashladno sredstvo. U posudi moderatora, oko cijevi, nalazi se također teška voda kao moderator pod približno atmosferskim tlakom i na niskoj temperaturi (oko 320 K). Rashladno sredstvo reaktora pod mnogo je većim tlakom (oko 11 MPa) i na višoj temperaturi (560 K).

Posuda je moderatora cilindrična s ravnim čeonim plohama. U čeone su ploče uvaljane cijevi, koje su sastavni dijelovi posude moderatora. Koncentrično kroz njih prolaze cijevi pod tlakom reaktorskoga rashladnog sredstva. Plašt i čeone cijevi moderatorske posude izvedeni su od nerđajućeg čelika. Cijevi koje prolaze kroz jezgru moraju biti od slitine cirkonija radi manje apsorpcije neutrona. Posuda moderatora za nuklearnu elektranu snage 600 MW ima promjer oko 7,5 m i duljinu od oko 6 m. U čeone plohe uvaljano je 380 cijevi promjera 130 mm. Moderatorska se posuda ugrađuje horizontalno, što omogućuje pristup do jednog i drugog cijevnog zida radi izmjene goriva. Tlak u moderatorskoj posudi neovisan je o tlaku reaktorskoga rashladnog sredstva, što veoma olakšava izradu posude velikih dimenzija. Tlačne cijevi imaju promjer od 100 mm i debljinu stijenki 4 do 4,5 mm. Tlačne cijevi izvedene su od jednakog materijala kao i cijevi posude moderatora (cirkonij s oko 2,5% niobija). Prstenasti zazor između cijevi posude moderatora i tlačnih cijevi ispunjen je plinom da bi se termički izoliralo reaktorsko rashladno sredstvo od moderatora.

U reaktorskom postrojenju teška voda cirkulira u dva odvojena rashladna kruga: u jednome je reaktorsko rashladno sredstvo, a u drugome moderator (sl. 10.21). Reaktorsko rashladno sredstvo cirkulira kroz tlačne cijevi. Da bi se postigla povoljnija raspodjela temperature u reaktoru, smjer je strujanja rashladnog sredstva u susjednim rashladnim kanalima suprotan. Na izlazu iz tlačnih cijevi rashladno se sredstvo skuplja u izlazne kolektore, prolazi kroz parogeneratore i pumpe primarnog kruga te se preko ulaznih kolektora ponovno raspodjeljuje na



Sl. 10.21. Principijelna shema hlađenja reaktorskog postrojenja s teškovodnim reaktorom i cijevima pod tlakom: 1 – reaktor, 2 – gorivo, 3 – posuda moderatora, 4 – pumpa za moderator, 5 – hladnjak moderatora, 6 – kolektori, 7 – parogeneratori, 8 – cirkulacijske pumpe reaktorskoga rashladnog sredstva, 9 – tlačni spremnik, 10 – odvod pare

tlačne cijevi. Prosječni protok teške vode kroz tlačnu cijev iznosi 20 kg/s, uz prosječnu brzinu strujanja od oko 9 m/s. Temperatura rashladnog sredstva u primarnom krugu mijenja se od 540 do 580 K. Moderator, koji se nalazi u moderatorskoj posudi, cirkulira u rashladnom krugu moderatora. Rashladni se krug sastoji od hladnjaka moderatora i cirkulacijske pumpe. Neovisni rashladni krug moderatora omogućuje održavanje potrebne temperature i čistoće moderatora, što je važno za regulaciju reaktivnosti.

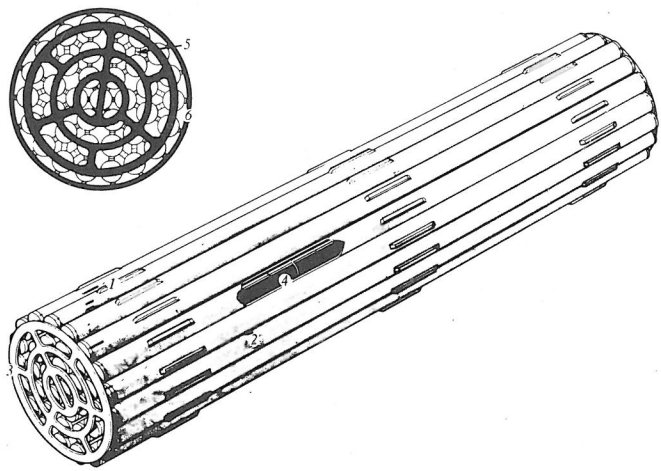
Tlačne cijevi sadrže gorive elemente, priključke za ulaz i izlaz rashladnog sredstva, mehaničke zatvarače i čepove za zaštitu od zračenja. Tlačne se cijevi brtve elastičnim metalnim brtvama koje pod tlakom reaktorskoga rashladnog sredstva naliježu na fino obrađene metalne površine. Pouzdano brtvljenje vrlo je važno za pouzdan pogon teškovodnih reaktora. Tlačne cijevi otvaraju i zatvaraju strojevi za izmjenu goriva s daljinskim upravljanjem. Tokom izmjene goriva mora se nastojati što je moguće više smanjiti gubitak teške vode.

Nuklearno gorivo u teškovodnom reaktoru nalazi se unutar horizontalnih tlačnih cijevi, a regulacijski se sklopovi kreću vertikalno, između cijevi moderatorske posude, tj. okomito na tlačne cijevi. Vodilice neutronskih detektora ulaze u moderatorsku posudu s njezine bočne strane. Regulacija oblika i razine neutronskog toka u teškovodnom reaktoru provodi se: a) šipkama od nerđajućeg čelika za prilagođavanje raspodjele neutronskog toka i kompenzaciju zatrovanja ksenonom, b) regulacijskim sklopovima koji sadrže komore s običnom vodom, u kojima obična voda služi kao apsorber neutrona, a njezina se količina može mijenjati u svakoj komori, c) regulacijskim sklopovima s jakim apsorberom (kadmij) i d) otapanjem bora u teškoj vodi kao kompenzacija dugoročnim promjenama reaktivnosti zbog izgaranja goriva.

Pogon se može obustaviti ili spuštanjem apsorpcijskih šipki u reaktor ili uštrcavanjem gadolinij-nitrata u moderator.

Reaktorom se upravlja pomoću elektroničkog računala na osnovi informacija dobivenih od 30 neutronskih detektora. Neovisni neutronski detektori daju signale u jedan i drugi sustav za obustavljanje reaktora.

Gorivi element (sl. 10.22) snop je od 37 gorivih šipki. Promjer je snopa 100 mm, što odgovara unutrašnjem promjeru tlačne cijevi, a njegova je duljina oko 500 mm. Promjer gorivih šipki, koje su ispunjene tabletama prirodnog uran-dioksida, iznosi 12 mm. Masa je urana u gorivom elementu oko 19 kg.



Sl. 10.22. Gorivi element teškovodnog reaktora: 1 – odstojnik, 2 – obloga gorive šipke, 3 – čeona potporna ploča, 4 – tableta uran-dioksida, 5 – odstojnici gorivih šipki, 6 – stijenka tlačne cijevi

Reaktori s prirodnim uranom imaju mali ugrađeni višak reaktivnosti, pa zbog toga treba izmjenu goriva provoditi kontinuirano u toku pogona reaktora. Gorivo se izmjenjuje dvama strojevima koji rade sinhronizirano priključeni na oba kraja

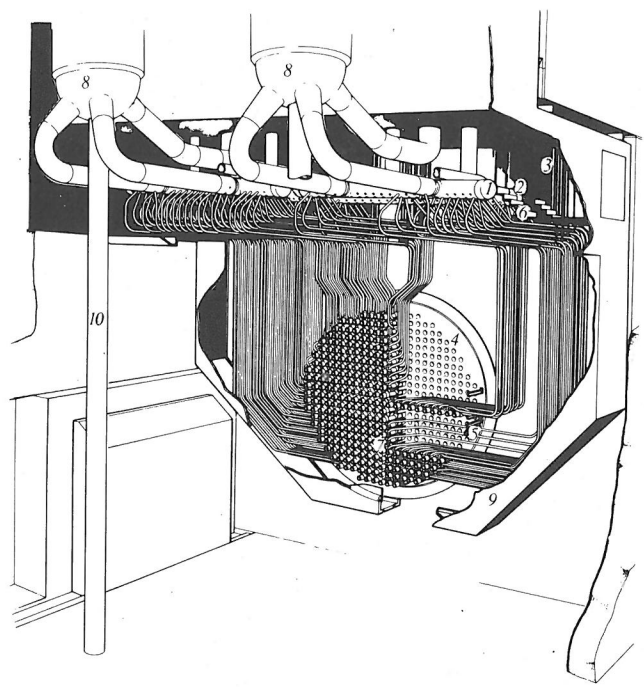
istoga rashladnog kanala. Prije izmjene goriva tlak se teške vode unutar strojeva izjednačuje s tlakom u tlačnoj cijevi. Izjednačenje je tlaka uvjet za otvaranja tlačne cijevi. Strojevi se priključuju na krajeve tlačnih cijevi, otvaraju ih, izvlače zatvarače i čepove za zaštitu od zračenja. Jedan gura svježe gorive elemente u tlačnu cijev, a drugi, na suprotnom kraju tlačne cijevi, prihvaća odzračene elemente i smješta ih u svoje interno skladište. Po završetku rada strojevi vraćaju čepove i zatvarače tlačnih cijevi u njihove početne položaje te smanjenjem unutrašnjeg tlaka osiguravaju brtvljenje zatvorene tlačne cijevi. Kontinuirani pogon reaktora traži u prosjeku izmjenu oko 15 gorivih elemenata dnevno.

Postrojenje primarnog kruga nuklearne elektrane smješteno je u sigurnosni štit. On je obično cilindrična armiranobetonska građevina dimenzionirana za unutrašnji tlak od oko 0,23 MPa. Ispod kupole nalazi se rezervoar s običnom vodom, koja služi za polijevanje sigurnosnog štita i za zaštitno hlađenje jezgre ako se ošteti neka od primarnih komponenata.

Promjer je sigurnosnog štita oko 40 m, a debljina armiranobetonskog zida oko 1 m. Sigurnosne analize za taj tip reaktora obično se provode uz pretpostavku da sigurnosni štit propušta manje od 0,5% njegova volumena na dan.

Izvedba je primarnog kruga nuklearne elektrane s teškovodnim reaktorom, zbog odvojenog napajanja svakog rashladnog kanala u reaktoru, dosta složena (sl. 10.23). Parogeneratori slični su parogeneratorima u nuklearnim elektranama s reaktorima koji su hlađeni i moderirani običnom vodom. Nuklearna elektrana snage 600 MW ima četiri vertikalna parogeneratora.

Cirkulacijske pumpe primarnog kruga jednostepene su vertikalne centrifugalne pumpe. Pumpe su gonjene asinhronim električnim motorima potpuno zatvorenog tipa sa zamašnjakom.



Sl. 10.23. Dio rashladnog kruga teškovodnog reaktora s cijevima pod tlakom: 1 – izlazni kolektor, 2 – ulazni kolektor, 3 – nosači cijevi, 4 – cijevni zid biološke zaštite, 5 – potpore cijevi, 6 – platforma za održavanje, 7 – završeci tlačnih cijevi, 8 – parogeneratori, 9 – pregrada za izolaciju, 10 – potpora parogeneratora

7.2.2. Pomoćni sustavi

Osim osnovnoga primarnog rashladnog kruga u elektrani s teškovodnim reaktorom s cijevima pod tlakom postoje i sljedeći pomoćni sustavi: a) sustav za odvođenje zaostale topline, b) sustav za reguliranje tlaka u primarnom krugu, c) sustav za dodavanje, oduzimanje i pročišćavanje teške vode, d) sustav za zaštitno hlađenje jezgre, e) sustav za hlađenje moderatora, f) sustav za cirkulaciju inertnog plina (helij), g) sustav za uštrcavanje apsorbera u moderator i h) sustav za hlađenje biološkog štita. Svi spomenuti sustavi, osim onih za zaštitno hlađenje jezgre i uštrcavanje apsorbera u moderator, služe za normalni pogon elektrane.

Sustav za odvođenje zaostale topline sličan je analognim sustavima u postrojenjima s reaktorima hlađenim i moderiranim običnom vodom. Sustav se sastoji od dva rashladna kruga, svaki s pumpom i izmjenjivačem topline. Teška se voda na izlazu iz reaktora hladi i ponovno vraća u njegov ulazni kolektor. Osnovni je rashladni krug reaktora sposoban da odvede prirodnom konvekcijom dio zaostale topline nakon obustave pogona.

Sustav za reguliranje tlaka djeluje na istom principu kao u postrojenju s lakovodnim reaktorom pod tlakom. Reguliranjem tlaka pare u parnom prostoru tlačnog spremišta regulira se i tlak u primarnom rashladnom krugu reaktora. Tlak pare teške vode raste s povećanjem opterećenja električnih grijala, a smanjuje se uštrcavanjem teške vode u parni prostor. Tlačni spremnik kompenzira ujedno i promjene volumena teške vode u primarnom krugu zbog promjene temperature.

Dio teške vode iz primarnog kruga i rashladnog kruga moderatora kontinuirano se propušta kroz sustav za pročišćavanje. Sustav se sastoji od hladnjaka i ionskih izmjenjivača. Pročišćena teška voda odvodi se u rezervoar teške vode ili se ponovno vraća u primarni krug reaktora.

Moderator se hladi cirkulacijom u dva paralelna rashladna kruga, svaki s pumpom učina od oko 0,9 m^3/s i izmjenjivačem topline. Toplina koja prelazi na moderator iznosi 5 do 6% od topline proizvedene u reaktoru. Iznad razine moderatora cirkulira inertni plin (helij) kojim se odvode nastali praskavi plin i para teške vode.

Voda sustava za zaštitno hlađenje jezgre običnom vodom nalazi se u velikom rezervoaru u kupoli sigurnosnog štita (volumen 2 500 m^3). Voda se iz rezervoara odvodi preko ventila, koji se automatski otvaraju nakon što je primljen signal od mjernih i zaštitnih uređaja, do kolektora u primarnom rashladnom krugu reaktora. Visinska razlika između kupole sigurnosnog štita i reaktora osigurava dovoljan tlak vode (oko 0,24 MPa). Sustav počinje djelovati kad, zbog loma jedne od komponenata, tlak u primarnom krugu padne na oko 0,06 MPa. U tim prilikama osiguran je dotok vode u jezgru od oko 4,5 m^3/s. Kad razina vode u rezervoaru dostigne najnižu dopuštenu granicu, stavljaju se automatski u pogon pumpe za recirkulaciju koje crpe vodu sa dna sigurnosnog štita. Sustavi za zaštitno hlađenje jezgre projektiraju se uz zahtjev da se zaštite gorivi elementi od pregrijavanja kad izostane normalno hlađenje reaktora. Voda iz rezervoara u kupoli sigurnosnog štita služi i za prskanje toga štita radi kondenzacije pare, da bi se tako smanjio tlak u prostoru sigurnosnog štita.

Sekundarni krug nuklearne elektrane s teškovodnim reaktorom u osnovi je jednak onome u nuklearnoj elektrani s reaktorom koji je hlađen i moderiran običnom vodom pod tlakom. U parogeneratorima se proizvodi zasićena para sa oko 0,25 % vlage. Tlak je pare oko 4,5 MPa. Turbina ima visokotlačni i niskotlačni dio, između kojih se nalazi separator vlage i zagrijač pare.

Reaktorsko postrojenje s teškovodnim reaktorom za nuklearnu elektranu snage 600 MW sadrži oko 470 t teške vode, od čega u sustavu moderatora oko 260 t, u rashladnom krugu reaktora oko 200 t, a ostatak u sustavu za izmjenu goriva.

7.3. Teškovodni reaktor s posudom pod tlakom (PHWR)

Prototip nuklearne elektrane s reaktorom koji je hlađen i moderiran teškom vodom s posudom pod tlakom izgrađen je u SR Njemačkoj, u nuklearnom centru u Karlsruheu. To je elektrana snage 57 MW, koja je u pogonu od 1966. godine. U Argentini je 1974. godine stavljena u pogon nuklearna elektrana istog tipa snage 345 MW. Također u Argentini gradi se elektrana istog tipa snage 700 MW.

Reaktorsko postrojenje u takvoj nuklearnoj elektrani slično je postrojenju s reaktorom s običnom vodom pod tlakom. Postrojenje se sastoji od reaktora, parogeneratorâ, cirkulacijskih pumpa, tlačnog spremnika, cjevovodâ i pomoćnih sustava. Postrojenje je smješteno u kuglastom sigurnosnom štitu.

Teška voda što služi kao moderator nalazi se u posudi moderatora koja je smještena u tlačnoj posudi reaktora. Moderator cirkulira u vanjskom rashladnom krugu, pa se održava na temperaturi od oko 440 K. Rashladno sredstvo, također teška voda, ulazi u reaktor s temperaturom od oko 550 K. To sredstvo, pod tlakom od 11,5 MPa, struji prema dolje u prstenastom prostoru između posude moderatora i tlačne posude reaktora, a zatim prema gore kroz cijevi koje prolaze kroz posudu moderatora, a u kojima se nalaze gorivi elementi.

Tlak u posudi moderatora održava se na istoj razini kao u rashladnom sustavu reaktora, što se osigurava spojem za izjednačavanje tlakova. Temperatura je moderatora u pogonu za 120 do 170 K niža od temperature rashladnog sredstva, što je potrebno da se osigura veća reaktivnost jezgre. Toplina moderatora, koja iznosi oko 10 % od topline koja se predaje parogeneratorima, iskorištava se za zagrijavanje pojne vode u zadnjem regenerativnom zagrijaču kondenzata. Mogućnost miješanja moderatora i rashladnog sredstva, zbog toga što su oba fluida pod jednakim tlakom, veoma pojednostavnjuje izvedbu pomoćnih reaktorskih sustava, jer oni mogu biti zajednički za rashladno sredstvo i moderator.

Teška voda koja služi kao moderator može se, zbog visokog tlaka i niže temperature, neposredno upotrijebiti i za zaštitno hlađenje reaktorske jezgre. Sustav za odvođenje zaostale topline izvodi se s dodatnim hlađenjem moderatora u posebnom rashladnom krugu.

Jezgra teškovodnog reaktora s prirodnim uranom, za jednaku snagu reaktora, veća je od jezgre reaktora hlađenog i moderiranog običnom vodom pod tlakom. Zbog toga i volumen reaktorske tlačne posude mora biti veći. Reaktorska posuda nuklearne elektrane s teškovodnim reaktorom pod tlakom snage 700 MW visoka je oko 14,2 m, unutrašnjeg je promjera oko 7,4 m i sa stijenkama debljine 280 mm. Masa je donjeg dijela reaktorske posude 670 t, a poklopca 295 t. Zbog velikih dimenzija i velike težine reaktorska se posuda teško izrađuje i transportira.

Reaktor ima 451 gorivi element, a svaki je dug više od 5 m. Gorivo je prirodni uran-dioksid. Jezgra reaktora sadrži oko 85 t urana.

Snaga se reaktora može regulirati regulacijskim šipkama, temperaturom moderatora i promjenom koncentracije bora u teškoj vodi. Za održavanje reaktivnosti jezgre potrebno je u prosjeku dnevno mijenjati 1,8 gorivih elemenata. Za izmjenu goriva služi stroj koji se kreće po gornjoj platformi reaktora. Regulacijske šipke koso ulaze u jezgru, što olakšava manipulaciju s gorivom. U parogeneratorima se proizvodi suhozasićena para tlaka oko 5,5 MPa.

Sekundarni krug elektrane izveden je slično kao u nuklearnoj elektrani s reaktorom hlađenim i moderiranim običnom vodom pod tlakom.

7.4. Reaktor moderiran teškom vodom i hlađen običnom kipućom vodom (SGHWR)

Prototip je nuklearna elektrana snage 100 MW koja je u pogonu u Winfrithu (Velika Britanija) od 1968. godine.

Reaktor je u posudi moderatora s oko 33 t teške vode. Teška se voda cirkuliranjem u vanjskom rashladnom krugu održava na potrebnoj čistoći i na temperaturi od oko 350 K. U posudi moderatora koja ima promjer od 3,7 m i visinu od 4 m ima 104 vertikalna kanala promjera 180 mm, kroz koje prolaze tlačne cijevi vanjskog promjera 130 mm i sa stijenkama od 5 mm. U tlačnim se cijevima nalaze gorivi elementi. Svaki sadrži 36 gorivih šipki promjera 14,5 mm. Gorive su šipke od slitine cirkonija ispunjene tabletama obogaćenog uran-dioksida (obogaćenje urana 2,2%). Reaktor sadrži oko 21 t urana. Visina je aktivne reaktorske jezgre 3 600 mm.

Unutar tlačnih cijevi cirkulira smjesa vode i pare pod tlakom od oko 6,8 MPa. Sadržaj pare u mješavini vode i pare na izlazu iz jezgre iznosi oko 11%. Ta se mješavina odvodi iz reaktora u separatore pare, iz kojih suhozasićena para odlazi u turbinu, a voda se pumpama preko ulaznog kolektora vraća u reaktor. Separatori su smješteni u posebnim prostorijama na višoj razini od reaktorske jezgre. Reaktorsko postrojenje ima dva recirkulacijska kruga koji imaju po dvije cirkulacijske pumpe i po jedan separator pare.

Između visokotlačnog i niskotlačnog dijela parne turbine nalazi se separator i pregrijač pare.

8. Upotreba termičkih nuklearnih reaktora

Grafitni reaktori najprije su dostigli komercijalnu zrelost, i to krajem pedesetih godina. Najprije su se razvili reaktori hlađeni plinom i moderirani grafitom u Velikoj Britaniji (tabl. 10.7) i reaktori hlađeni kipućom vodom i moderirani grafitom u SSSR (tabl. 10.10). Snaga takvih reaktora bila je mala (50 MW na pragu elektrana u Velikoj Britaniji, a 100 MW u SSSR-u). Gradnja reaktora hlađenih plinom i moderiranih grafitom (GCR) napuštena je početkom sedamdesetih godina, jer se razvio usavršeni plinom hlađeni i grafitom moderirani reaktor (AGR) koji se i danas gradi, ali koji se ne primjenjuje izvan Velike Britanije (tabl. 10.12). Izgleda, međutim, da se i u Velikoj Britaniji napušta gradnja takvog tipa reaktora, jer se predviđa da u 1994. godini uđe u pogon reaktor hlađen i moderiran običnom vodom pod tlakom. U SSSR-u je na temelju iskustava s reaktorom snage 100 MW razvijen reaktor istoga tipa ali snage 1 000 MW, koji se intenzivno gradio i dalje se gradi.

Početkom šezdesetih godina pušteni su u pogon prvi komercijalni lakovodni reaktori. U prvih desetak godina izgledalo je da će prevladati upotreba reaktora hlađenih i moderiranih kipućom vodom (BWR, tabl. 10.16) u odnosu na reaktore hlađene i moderirane vodom pod tlakom (PWR, tabl. 10.13), ali je kasniji razvoj pokazao da je do kraja 1987. godine stavljena u pogon skoro tri puta veća snaga na pragu u elektranama s reaktorima tipa PWR nego s reaktorima tipa BWR (tabl. 10.23). Ta se tendencija i dalje nastavlja, jer se krajem 1987. godine nalazi u gradnji oko 88 000 MW reaktora tipa PWR, a samo oko 13 000 MW reaktora tipa BWR.

Razvoj teškovodnih reaktora započeo je početkom sedamdesetih godina izgradnjom niza reaktora hlađenih i moderiranih teškom vodom u Kanadi (tabl. 10.19). Do kraja sedamdesetih godina u drugim su zemljama građeni pojedinačni teškovodni reaktori relativno malih snaga. U osamdesetim godinama neke su se zemlje orijentirale na teškovodne reaktore (Argentina, Indija), a takvi se tipovi reaktora predviđaju i u Rumunjskoj (tabl. 10.20).

Krajem 1987. godine bilo je u pogonu reaktora koji su mogli proizvesti snagu na pragu elektrana od 292 721 MW, a udio je pojedinih tipova reaktora iznosio (tabl. 10.22):

GCR	2,81 %
AGR	1,69 %
LWGR	6,16 %
PWR	61,34 %
BWR	23,14 %
teškovodni	4,76 %

Ako se, međutim, uzmu u obzir i reaktori u gradnji (119 142 MW), udio će pojedinih tipova iznositi (tabl. 10.23):

GCR	2,00 %
AGR	1,86 %
LWGR	5,77 %
PWR	65,02 %
BWR	19,76 %
teškovodni	5,59 %

Tabl. 10.22. Reaktori u pogonu krajem 1987. godine, snaga na pragu elektrana MW

	GCR	AGR	LWGR	PWR	BWR	HWR/SGHWR	Ukupno
Argentina	–	–	–	–	–	935	935
Belgija	–	–	–	5640	–	–	5640
Brazil	–	–	–	626	–	–	626
Bugarska	–	–	–	2713	–	–	2713
Čehoslovačka	–	–	–	3160	–	–	3160
Filipini	–	–	–	–	–	–	–
Finska	–	–	–	930	1520	–	2450
Francuska	2225	–	–	41615	–	–	43840
Indija	–	–	–	–	320	844	1164
Italija	153	–	–	260	860	–	1273
Japan	159	–	–	11971	13466	148	25744
Jugoslavija*	–	–	–	632	–	–	632
Južnoafrička Rep.	–	–	–	1840	–	–	1840
Kanada	–	–	–	–	–	11165	11165
Kina	–	–	–	–	–	–	–
Republika Koreja	–	–	–	4751	–	629	5380
Kuba	–	–	–	–	–	–	–
Mađarska	–	–	–	1640	–	–	1640
Meksiko	–	–	–	–	–	–	–
Nizozemska	–	–	–	452	55	–	507
Njemačka DR	–	–	–	1702	–	–	1702
SR Njemačka	–	–	–	11718	6750	–	18468
Pakistan	–	–	–	–	–	125	125
Poljska	–	–	–	–	–	–	–
Rumunjska	–	–	–	–	–	–	–
SAD	–	–	860	60997	31372	–	93229
SSSR	–	–	17175	17948	–	–	35123
Španjolska	480	–	–	5758	1415	–	7653
Švedska	–	–	–	1830	7820	–	9650
Švicarska	–	–	–	1620	1310	–	2930
Tajvan	–	–	–	1780	3104	–	4884
Velika Britanija	5206	4950	–	–	–	92	10248
Ukupno	8223	4950	18035	179583	67992	13938	292721

* Sada Republika Slovenija

Tabl. 10.23. Reaktori u pogonu i gradnji, stanje krajem 1987. godine, snaga na pragu elektrana MW

	GCR	AGR	LWGR	PWR	BWR	HWR/SGHWR	Ukupno
Argentina	–	–	–	–	–	1627	1627
Belgija	–	–	–	5640	–	–	5640
Brazil	–	–	–	3084	–	–	3084
Bugarska	–	–	–	5572	–	–	5572
Čehoslovačka	–	–	–	7390	–	–	7390
Filipini	–	–	–	620	–	–	620
Finska	–	–	–	930	1520	–	2450
Francuska	2225	–	–	57155	–	–	59380
Indija	–	–	–	–	320	2604	2924
Italija	153	–	–	2160	2824	–	5137
Japan	159	–	–	18425	19416	148	38148
Jugoslavija*	–	–	–	632	–	–	632
Južnoafrička Rep.	–	–	–	1840	–	–	1840
Kanada	–	–	–	–	–	14689	14689
Kina	–	–	–	2100	–	–	2100
Republika Koreja	–	–	–	8637	–	629	9266
Kuba	–	–	–	880	–	–	880
Mađarska	–	–	–	3640	–	–	3640
Meksiko	–	–	–	1308	–	–	1308
Nizozemska	–	–	–	452	55	–	507
Njemačka DR	–	–	–	5134	–	–	5134
SR Njemačka	–	–	–	15470	6750	–	22220
Pakistan	–	–	–	–	–	125	125
Poljska	–	–	–	2302	–	–	2302
Rumunjska	–	–	–	–	–	3100	3100
SAD	–	–	860	75573	34882	–	111315
SSSR	–	–	22925	34898	–	–	57823
Španjolska	480	–	–	7558	3365	–	11403
Švedska	–	–	–	1830	7820	–	9650
Švicarska	–	–	–	1620	1310	–	2930
Tajvan	–	–	–	1780	3104	–	4884
Velika Britanija	5206	7670	–	1175	–	92	14143
Ukupno	8223	7670	23785	267805	81366	23014	411863

* Sada Republika Slovenija

Prema tome, dominiraju reaktori tipa PWR, dok se udio reaktora tipa BWR smanjuje, ali se nešto povećava udio teškovodnih reaktora.

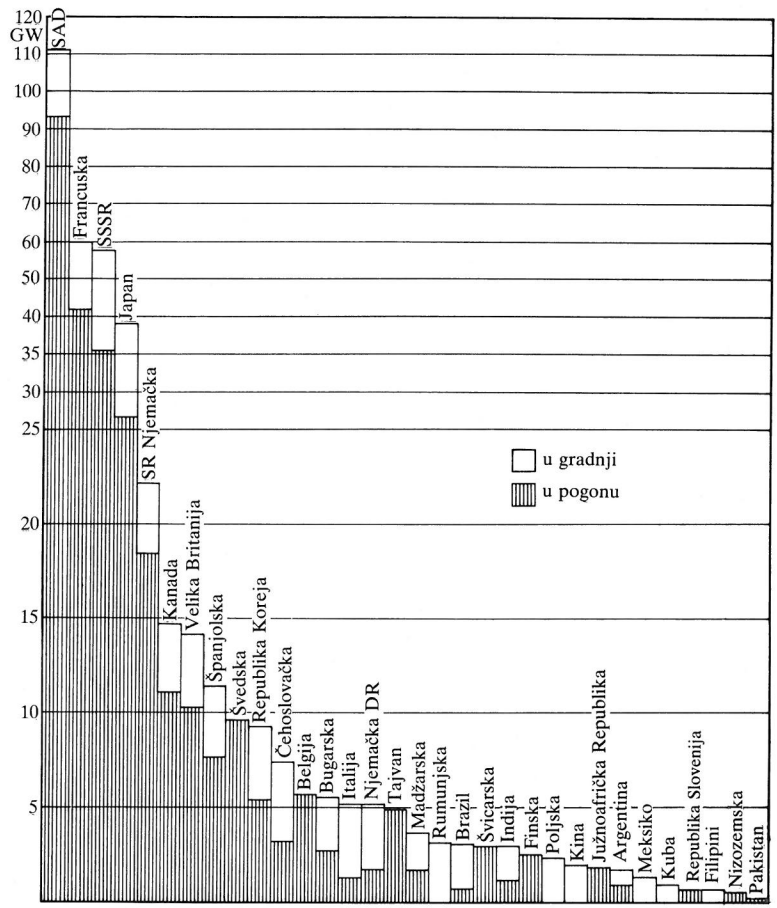
Možda se bolja slika o tendencijama razvoja dobiva ako se promatra struktura reaktora u gradnji. Tada udio pojedinih tipova reaktora iznosi:

GCR	–
AGR	2,28%
LWGR	4,83%
PWR	74,05%
BWR	11,22%
teškovodni	7,62%

Prema tome, skoro četvrtina reaktora u gradnji pripada tipu PWR.

Krajem 1987. godine u 26 zemalja bile su u pogonu elektrane s nuklearnim reaktorima (tabl. 10.22), dok će se broj takvih zemalja do oko 1995. godine povećati na 32 zemlje u kojima će postojati nuklearne elektrane (tabl. 10.23).

Najveća ukupna snaga nuklearnih elektrana nalazi se, dakako, u najrazvijenijim zemljama (SAD, Francuska, SSSR, Japan, SR Njemačka, sl. 10.24) u kojima se i dalje grade nuklearne elektrane. U velikoj većini zemalja grade se nove nuklearne elektrane, ali ima i zemalja u kojima se ne grade nove nuklearne elektrane (Švedska, Tajvan, Švicarska, Finska, Južnoafrička Republika, Republika Slovenija, Nizozemska i Pakistan).



Sl. 10.24. Grafički prikaz nuklearnih reaktora u pogonu i u gradnji po ukupnoj snazi i po državama (stanje krajem 1987. godine)

Većina zemalja odabrala je jedan tip reaktora, ali se u dijelu zemalja grade i dva tipa reaktora, što u prvom redu ovisi o mogućnostima proizvodnje u vlastitoj zemlji. Tako se npr. u SAD, Japanu i SR Njemačkoj grade elektrane s reaktorima tipa PWR i BWR, dok se u SSSR grade elektrane s reaktorima tipa LWGR i PWR.

9. Brzi oplodni reaktori

Nuklearne su elektrane s brzim oplodnim reaktorima u razvoju u više zemalja (Francuska, SR Njemačka, SSSR, Velika Britanija, SAD, Japan). Razvoj takvih reaktora bitan je preduvjet za racionalno iskorištenje nuklearnih goriva, jer bi se tako znatno povećale energetske rezerve u svijetu.

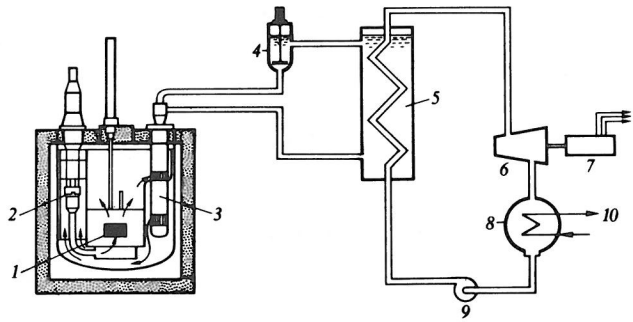
Jezgra brzog reaktora sastoji se od fisijskog materijala, oplodnog materijala i rashladnog sredstva, ali u jezgri nema moderatora. Jezgra je vrlo kompaktna, s velikom specifičnom proizvodnjom topline, pa se mora intenzivno hladiti. Specifična proizvodnja topline u jezgri brzog reaktora iznosi oko 550 kW/dm^3 (u lakovodnom reaktoru oko 100 kW/dm^3, a u reaktoru Magnox samo oko 1 kW/dm^3). Tekući metal (natrij ili slitina natrij-kalij) pogodno je sredstvo za hlađenje jezgre.

U jezgri reaktora kao aktivni fisijski materijal nalazi se smjesa plutonij-oksida i uran-oksida (obogaćenje urana oko 15%), te oplodni materijal (uran-oksid od osiromašenog urana) koji okružuje fisijski materijal. Gorivi element brzog reaktora složene je konstrukcije jer sadrži šipke fisijskog i oplodnog materijala te kanale za prolaz natrija.

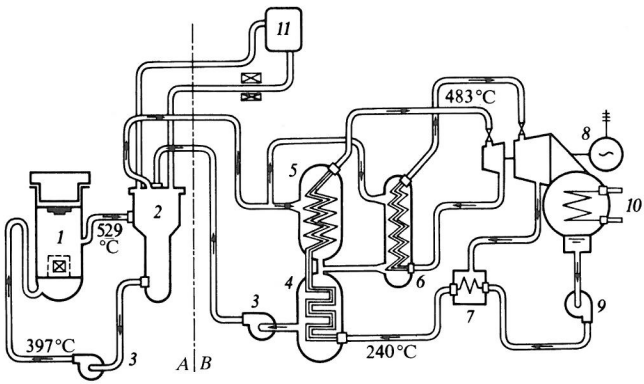
Višestruka je prednost upotrebe natrija kao rashladnog sredstva brzog reaktora. Natrij ima visoku temperaturu ključanja (1 166 K), što dopušta postizanje visokih temperatura u jezgri, a da nije potrebno povišenje tlaka. Niski tlak rastaljenog natrija pojednostavnjuje izvedbu komponenata reaktorskog postrojenja i smanjuje gubitak natrija iz sustava pri lomu neke od komponenata. Natrij ima odlična svojstva za odvođenje topline i zahtijeva malu snagu za pumpanje. Natrij intenzivno veže neke kemijske elemente. To je svojstvo natrija povoljno jer, npr. pri lomu obloge gorivog elementa, fisijski proizvodi (I-131, Cs-137 i dr.) ostaju vezani u natriju. Natrij ima dovoljno veliku atomsku masu, pa bitnije ne utječe na usporavanje neutrona. Nepovoljno je svojstvo natrija dosta visoka temperatura taljenja (372 K), što zahtijeva zagrijavanje sustava prije stavljanja u pogon nuklearne elektrane. Nepovoljno je svojstvo natrija i njegovo aktiviranje prolazom kroz reaktorsku jezgru. Tada naime nastaje Na-24 koji se raspada uz emisiju β-zračenja i γ-zračenja. Povoljna je okolnost što je vrijeme poluraspada aktiviranog natrija kratko (15 h), pa se najveći dio radioaktivnosti gubi za nekoliko dana.

Radioaktivnost natrija ograničuje pristup do reaktorskih komponenata za vrijeme pogona. Natrij burno reagira u dodiru s vodom. Zbog toga se termička veza između rashladnog sredstva reaktora (aktivirani natrij) i kružnog procesa voda-para ostvaruje posredovanjem zatvorenoga sekundarnog kružnog toka neaktiviranog natrija. U reaktoru se, radi sprečavanja oksidacije natrija, iznad razine rastaljenog natrija nalazi inertni plin (helij ili argon).

Nuklearne elektrane s brzim oplodnim reaktorima grade se u dvije izvedbe: a) integralna izvedba (sl. 10.25), u kojoj je cijeli primarni krug s radioaktivnim natrijem, s pumpom i primarnim izmjenjivačem topline, smješten u reaktorskoj posudi i b) odvojena izvedba (sl. 10.26), u kojoj je samo reaktorska jezgra smještena u reaktorsku posudu, a ostale komponente izvan nje.



Sl. 10.25. Principijelna shema nuklearne elektrane s brzim oplodnim reaktorom u integralnoj izvedbi: 1 – jezgra reaktora, 2 – primarna pumpa natrija, 3 – primarni izmjenjivač topline natrij-natrij, 4 – sekundarna pumpa natrija, 5 – parogenerator, 6 – turbina, 7 – generator, 8 – kondenzator, 9 – pojna pumpa, 10 – rashladni krug kondenzatora



Sl. 10.26. Principijelna shema nuklearne elektrane s brzim oplodnim reaktorom u odvojenoj izvedbi: 1 – reaktor, 2 – primarni izmjenjivač topline natrij-natrij, 3 – primarna i sekundarna pumpa za natrij, 4 – parogenerator, 5 – pregrijač, 6 – međupregrijač, 7 – regenerativni predgrijač, 8 – turbogenerator, 9 – kondenzatna pumpa, 10 – kondenzator, 11 – hladnjak, A – primarno, B – sekundarno postrojenje

Integralna i odvojena izvedba reaktorskog postrojenja imaju i prednosti i nedostatke, pa se nuklearne elektrane s brzim oplodnim reaktorima grade u obje izvedbe (tabl. 10.24).

Sigurnost rada nuklearne elektrane s brzim oplodnim reaktorima bitno ovisi o temperaturnom koeficijentu reaktivnosti nuklearnog goriva. Kad se upotrebljavaju oksidi urana i plutonija, temperaturni je koeficijent reaktivnosti uvijek negativan. Jezgra brzog reaktora ostaje kritična i bez rashladnog sredstva, te treba poduzeti sve moguće da reaktor ne ostane bez hlađenja. Topljenjem jezgre, zbog pregrijavanja goriva, pojavljuje se tzv. sekundarna kritičnost. Vjerojatnost gubitka rashladnog sredstva smanjuje se rigoroznim postupcima za kontrolu kvalitete opreme i radova, te posebnim konstrukcijskim rješenjima (npr. reaktorske posude dvostrukih stijenki). Dijelovi opreme u dodiru s natrijem izrađuju se od nerđajućeg čelika.

U SAD, SSSR i SR Njemačkoj eksperimentira se i s drugim vrstama rashladnog sredstva za brze reaktore. Smatra se da je perspektivan plinom hlađeni brzi reaktor s helijem kao rashladnim sredstvom. Takvi bi reaktori bili neposredni nastavak razvoja visokotemperaturnih plinom hlađenih reaktora. Plin ne omogućuje postizanje visoke specifične snage u jezgri reaktora kao tekući metali, ali, zbog dobrih nuklearnih svojstava helija (mali apsorpcijski presjek), takvi reaktori mogu imati visok faktor oplodnje.

Moguće je u principu izgraditi brzi oplodni reaktor i s običnom vodom kao rashladnim sredstvom. U SAD eksperimentira se s takvim reaktorom, u kojem je reaktorska jezgra lakovodnog reaktora zamijenjena jezgrom brzog reaktora.

Neovisno o tim eksperimentima, skoro je sigurno da će brzi oplodni reaktori hlađeni natrijem zadržati u dogledno vrijeme vodeću ulogu u gradnji nuklearnih elektrana s brzim oplodnim reaktorima.

Tabl. 10.24. Karakteristike nuklearnih elektrana s brzim oplodnim reaktorom

	Phenix (Franc.)	SNR-300 (SRNj)	Monju (Japan)	PFR (V. Brit.)	GRBR (SAD)	BN-350 (SSSR)	BN-600 (SSSR)	Super Phenix (Fra.)	SNR-2 (SRNj)	CDFR-1 (V. Brit.)	BN-1600 (SSSR)
Električna snaga MW	250	312	300	250	350	360	600	1200	1300	1250	1600
Termička snaga reaktora MW	568	762	714	612	975	1000	1470	3000	3420	3230	4200
Iskoristivost (bruto) %	44,0	40,9	42,0	40,9	35,9	35,0	40,8	40,0	38,0	38,7	38,1
Izvedba reaktorskog postrojenja	integr.	odvojena	odvojena	integr.	odvojena	odvojena	integr.	integr.	odvojena	integr.	integr.
Broj primarnih rashladnih krugova	3	3	3	3	3	6	3	4	4	6	4
Broj sekundarnih rashladnih krugova	3	3	3	3	3	6	3	4	4	8	4
Broj primarnih pumpa	3	3	3	3	3	6	3	4	4	6	4
Broj primarnih izmjenjivača topline	6	9	6	3	3	12	9	8	8	*	*
Temperatura natrija u jezgri ulaz/izlaz K	658/825	650/819	670/802	667/823	661/808	573/773	653/823	668/818	663/813	643/813	623/823
Temperatura pare K	783	768	756	786	735	708	778	760	763	759	*
Tlak pare MPa	16,8	16,0	12,5	12,8	10,0	4,9	14,2	21,0	17,2	16,0	14,2
Temperatura pojne vode K	519	525	513	548	505	431	513	508	523	503	*
Reaktorska posuda promjer/visina m	11,8/12	6,7/15	7/18	12,2/15,2	6,2/18,2	6,0/11,9	12,8/12,6	21/17,3	15,0/–	23,5/22,5	18,3/18
Volumen reaktorske jezgre m^3	1,29	2,36	2,34	1,54	2,63	2,08	2,50	10,12	12,91	6,61	8,81
Masa goriva u jezgri:											
UO_2 t	3,8	4,2	5,2	3,1	*	7,3	8,5	30,6	*	16	*
PuO_2 t	0,8	1,65	1,5	0,9	*	–	–	6,31	*	4	*
Srednja gustoća snage u jezgri kW/dm^3	406	290	300	380	380	430	550	285	*	*	*
Faktor oplodnje	1,16	1,0	1,2	1,2	1,23	$1,4^{+1}$	$1,3^{+1}$	1,18	1,17···1,35	1,25	1,4[1]
Godina ulaska u pogon	1973.	1988.	1993.	1976.	1973.	–	1980.	1988.	*	*	*

[1]Pri upotrebi smjese UO_2 i PuO_2; $^+$pri upotrebi goriva $UO_2 + PuO_2$; *podatak nije dostupan

10. Reaktori za pogon brodova

Prednost je nuklearne propulzije osiguranje duge plovidbe bez izmjene goriva, odnosno mali utrošak goriva izražen kao težina po jedinici proizvedene pogonske energije. Nadalje, nuklearnim se gorivom proizvodi energija bez utroška kisika, što je osobito važno za podmornice kojima upotreba nuklearnog goriva omogućuje vrlo dugu plovidbu u zaronjenom stanju.

Osnovne su poteškoće u primjeni nuklearnog pogona brodova: osiguranje posade i okoline od nuklearnog zračenja, primjena posebnih postupaka u slučaju havarije broda i pravna regulativa ulaska u luke i boravka takvih brodova u njima.

Kvaliteta brodskog prijevoza ovisi o dva faktora: brzini broda i udaljenosti koju brod može prijeći s jednim punjenjem goriva. Na dugim plovidbama brzina je plovidbe limitirana da se ne bi preveliki dio deplasmana broda utrošio za utovar goriva. Brodovi na nuklearni pogon imaju prednost pred brodovima na konvencionalni pogon s obzirom na potrošnju goriva, jer potrebna težina nuklearnog goriva raste mnogo sporije od težine konvencionalnog goriva s povećanjem brzine i snage broda. Međutim težina je broda na nuklearni pogon veća od težine broda iste nosivosti na konvencionalni pogon, u prvom redu zbog težine biološkog štita. Nuklearni pogon ima prednost za pogon velikih brodova koji su predviđeni za duga putovanja i od kojih se traži velika brzina plovidbe. To su veliki putnički brodovi, veliki tankeri i brodovi za rasuti teret.

Za nuklearni pogon brodova najpogodniji je reaktor s običnom vodom pod tlakom. Takvi su reaktori kompaktni i stabilni u pogonu, a neovisni su o kretanju i ljuljanju broda. Toplinska energija proizvedena u reaktoru predaje se vodi, odnosno vodenoj pari. Parom se tjera parna turbina koja predaje energiju brodskoj osovini neposredno preko zupčanika ili posredno proizvodnjom električne energije kad elektromotor tjera brodsku osovinu.

Do danas je izgrađeno skoro tri stotine nuklearnih podmornica, nekoliko desetaka ratnih površinskih brodova i samo nekoliko brodova za mirnodopsku upotrebu.

Jedan je od osnovnih problema pri projektiranju broda na nuklearni pogon izbor najpogodnijeg biološkog štita. Betonski biološki štit nije pogodan zbog njegova velikog volumena i nepovoljnih mehaničkih svojstava. Zbog toga se biološki štit izvodi od tankova napunjenih vodom i s više slojeva polietilena, olova

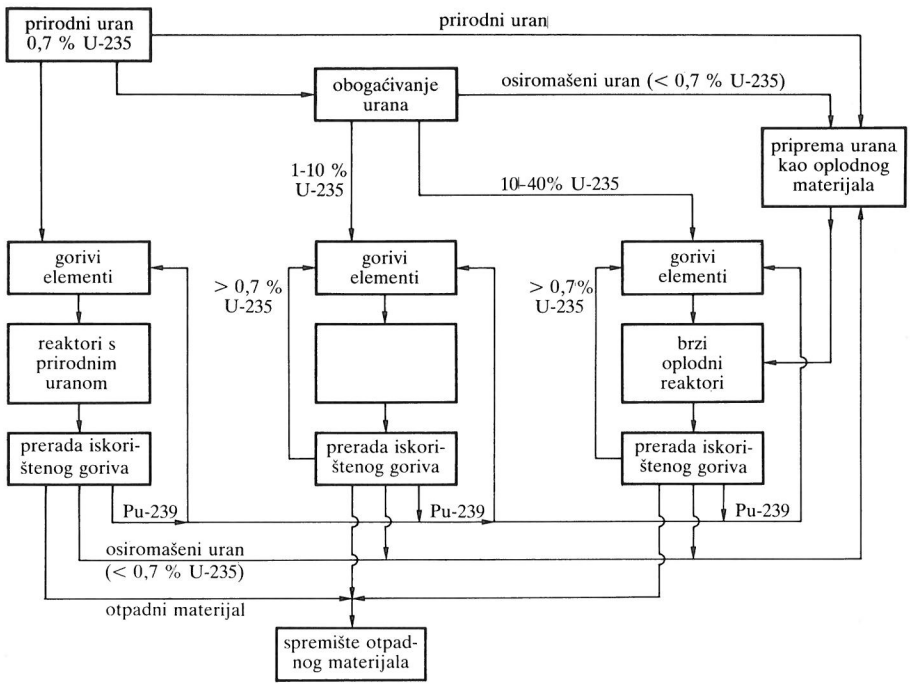
i željeza. Reaktorsko se postrojenje mora tako smjestiti na brodu da se osigura maksimalna sigurnost toga postrojenja u slučaju havarije.

Reaktorsko postrojenje na američkom brodu Savannah (deplasman 22 000 t, snaga na osovini 16,5 MW, tlak pare 3,3 MPa, temperatura pare 513 K) sastoji se od reaktora i dva rashladna kruga. U svakom je rashladnom krugu horizontalni parogenerator s odvojenim parnim bubnjem i dvije paralelne cirkulacijske pumpe. Reaktorska je posuda visoka 8 m, ima promjer 2,5 m i stijenke 150 mm. Reaktorska jezgra sadrži 164 gorive šipke s čeličnom oblogom i 21 regulacijsku šipku. Srednje obogaćenje urana iznosi 4,4 %. Početno je punjenje 312 kg U-235, odnosno oko 7 100 kg obogaćenog urana. Brod može bez izmjene goriva ploviti oko 300 000 nautičkih milja.

Reaktor je okružen primarnim biološkim štitom. On se sastoji od čeličnih rezervoara prstenastog presjeka, visine oko 5 m, koji su ispunjeni vodom. Vodeni je sloj oko rezervoara debeo 0,84 m. Rezervoari su okruženi olovnom pločom debljine 50 do 100 m. Cijelo je reaktorsko postrojenje smješteno unutar čeličnoga sigurnosnog štita promjera 10 m, a visine 15 m, sa stijenkama od 60 do 100 mm. Oko sigurnosnog štita nalazi se sekundarna biološka zaštita od polietilena, olovnih ploča i baritnog betona.

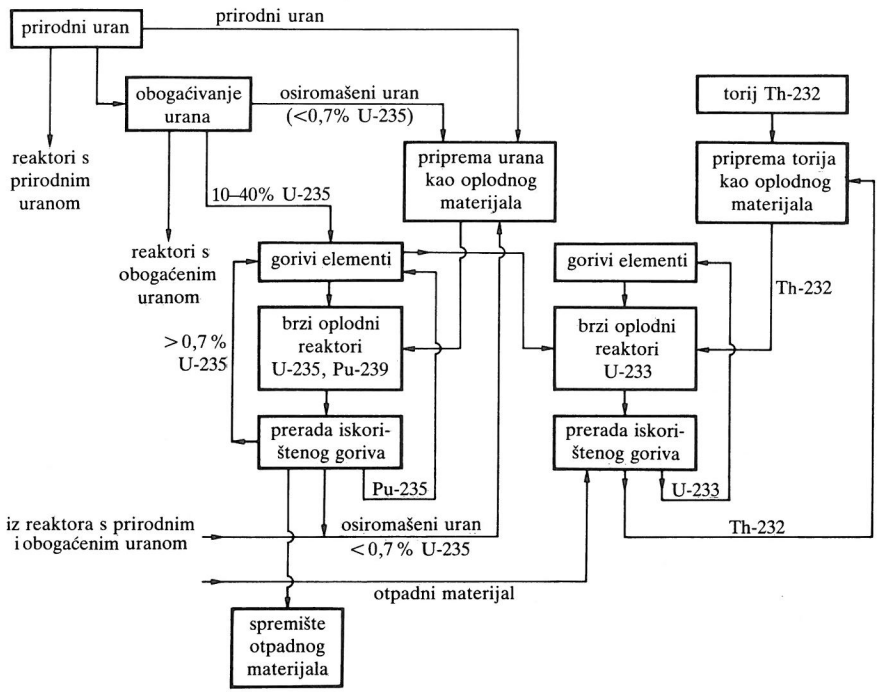
11. Ciklus nuklearnog goriva

Na sl. 10.27. prikazan je ciklus iskorištavanja urana kao nuklearnog goriva. Može se upotrijebiti prirodni i obogaćeni uran. U svim slučajevima kao nusproizvod dobiva se više ili manje plutonija, koji odgovara za sve tipove reaktora. Budući da je za brze reaktore potreban vrlo skupi, visokoobogaćeni uran, normalno se računa da će se kao polazno gorivo u brzim reaktorima upotrebljavati plutonij proizveden u reaktorima s prirodnim i sa slaboobogaćenim uranom, a kasnije će plutonij iz reaktora s brzim neutronima biti osnovno gorivo za takve reaktore.



Sl. 10.27. Ciklus iskorištavanja urana kao nuklearnog goriva

U svim tipovima reaktora gorivo se može samo djelomično iskoristiti, pa nakon prerade ostaje osiromašeni uran (s manje od 0,7% U-235) i uran sa smanjenim obogaćenjem (više od 0,7% U-235), koji može poslužiti kao oplodni materijal u oplodnim reaktorima. Kao oplodni materijal može se upotrijebiti i prirodni uran i osiromašeni uran koji ostaje u procesu obogaćivanja.



Sl. 10.28. Ciklus iskorištavanja urana i torija kao nuklearnih goriva u brzim oplodnim reaktorima

Torij se kao nuklearno gorivo može uključiti u ciklus urana (sl. 10.28). Oplodni reaktor s torijem kao oplodnim materijalom može se ostvariti s obogaćenim uranom ili plutonijem kao nuklearnim gorivima. U takvom procesu iz oplodnog materijala (Th-232) nastaje novo gorivo (U-233). Tek nakon konverzije dovoljne količine torija u U-233, iskorištavanje torija nastavlja se bez pomoći U-235 i plutonija. Moguće je, osim toga, a to nije prikazano na sl. 10.28, torij smjestiti kao oplodni materijal u reaktore s uranom i plutonijem, pa i na taj način doći do goriva U-233.

JEDANAESTO POGLAVLJE

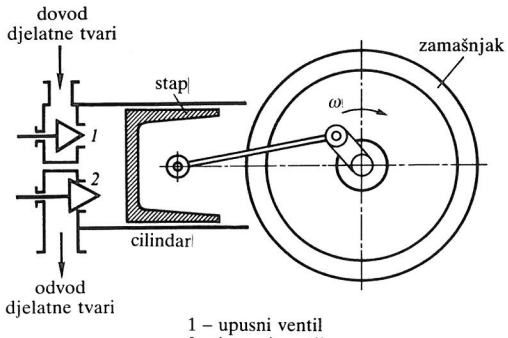
Kružni procesi i strujanje plinova i para

1. Tehnička postrojenja za provedbu kružnih procesa

Kako je pokazano u petom poglavlju, za transformaciju unutrašnje energije u mehaničku potreban je kružni proces. Takav se proces ostvaruje u toplinskim strojevima pomoću djelatne tvari koja uz snižavanje temperature ekspandira od višeg tlaka na niži. Obavljeni rad djelatne tvari prenosi se na pokretne dijelove stroja s kojima je ona u neposrednom dodiru.

Toplinski se strojevi mogu podijeliti prema djelatnoj tvari i tipu. Djelatna tvar mogu biti plinovi i pare. Pritom para tijekom kružnog procesa prelazi iz jednog agregatnog stanja u drugo, a plinovi su stalno u plinovitom agregatnom stanju. S obzirom na tip razlikuju se stapni i turbostrojevi (strojevi pokretani strujanjem). U prvima je stap pokretni dio stroja na koji se prenosi rad djelatne tvari, a u drugima su to rotorske lopatice.

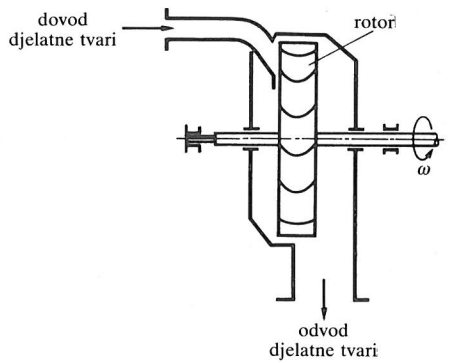
Stapni stroj (sl. 11.1) radi periodički. Pomoću upusnog ventila djelatna se tvar uvodi u cilindar, a nakon ekspanzije iz njega se odvodi kroz ispusni ventil. Zamašnjak, postavljen na osovinu stroja, osigurava da se ona jednoliko okreće. Pokretni dijelovi stroja izvrgnuti su znatnim naprezanjima zbog promjene smjera kretanja te usporavanja i ubrzavanja koja se vrlo brzo smjenjuju. Takve promjene naprezanja skraćuju i ograničuju vijek trajanja stapnih strojeva.



1 – upusni ventil
2 – ispusni ventil

Sl. 11.1. Skica stapnog stroja

Nasuprot tome, mehaničko je naprezanje pokretnih dijelova turbostrojeva (sl. 11.2) jednoliko. Djelatna tvar struji kroz sapnice i okreće rotor na kojemu su lopatice. Rotor se jednoliko okreće i nema dijelova koji su izvrgnuti promjeni smjera gibanja. To je glavna prednost tih strojeva pred stapnima. Nedostatak im je, međutim, u tome što su dijelovi s lopaticama skuplji od cilindra, stapa i ventila.



Sl. 11.2. Skica turbostroja

To naročito vrijedi za strojeve male snage, pa se oni danas (do reda veličine od oko 1 000 kW) normalno grade kao stapni strojevi. Iznad te granice najčešće se upotrebljavaju turbostrojevi, a oni su to ekonomičniji što im je snaga veća. Naravno da se ponekad izrađuju i turbostrojevi vrlo malih snaga, zbog posebnih zahtjeva.

Za oba tipa strojeva moguće je kao djelatnu tvar upotrijebiti i plinove i pare. Svakako da izvedba postrojenja ovisi o djelatnoj tvari. To – kako će se vidjeti – utječe i na način izvedbe kružnog procesa.

Prije nego što se prijeđe na razmatranje pojedinih tipova strojeva, valja se upoznati s gubicima u strojevima i s pojavom strujanja.

2. Nepovratljivost i gubici u kružnom procesu

2.1. Uvodna napomena

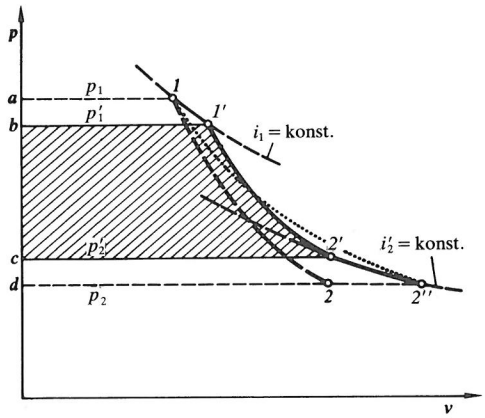
Gubici u kružnom procesu nastaju zbog nepovratljivosti njegova cijelog toka ili samo jednog dijela. Razlikuju se dvije vrste takvih nepovratljivosti: primarne i sekundarne. Primarne nepovratljivosti posljedica su samog procesa ili njegova dijela, pa su s njim nužno povezane. Tako kad se u nekome kružnom procesu pojavljuje prigušenje (3.7.1. petog poglavlja), on ima primarnu nepovratljivost. U kružnim procesima kojima je svrha transformacija unutrašnje energije u mehaničku, normalno nema primarnih nepovratljivosti jer su takvi kružni procesi sastavljeni od povratljivih promjena stanja. Nasuprot tome, tu se ne mogu izbjeći sekundarne nepovratljivosti.

Te sekundarne nepovratljivosti potanje će se razmotriti za tipične promjene stanja. Ali kad se budu promatrali pojedini kružni procesi transformacije unutrašnje energije u mehaničku, polazit će se uvijek od kružnih procesa bez sekundarnih nepovratljivosti, dakle s pretpostavkom da je riječ o povratljivim kružnim procesima. Uz poznavanje pojava sekundarne nepovratljivosti neće biti teško odrediti stvarne tehničke procese na temelju idealiziranih povratljivih kružnih procesa.

2.2. Ekspanzija i kompresija u stapnim strojevima

Na ulazu u cilindar stapnog stroja (sl. 11.1) djelatna tvar je pod tlakom p_1, a na izlazu joj je tlak p_2. Za ekspanziju i za transformaciju u mehaničku energiju ostaje razlika između tlakova p_1 i p_2. Da bi se djelatna tvar dovela u cilindar i mogla djelovati na stap, mora proći kroz dovodne kanale i upusni ventil. Dovod je relativno malog presjeka, pa je brzina strujanja djelatne tvari velika. Zbog toga

se u dovodu pojavljuje prigušenje, pa djelatna tvar dolazi u cilindar s tlakom p_1', koji je manji od tlaka p_1. U p,v-dijagramu (sl. 11.3) točka 1 odgovara stanju djelatne tvari pred cilindrom, a točka 1′ stanju u cilindru. Promjena stanja između 1 i 1′ ide po krivulji $i_1 = \text{konst.}$ jer je riječ o prigušenju. Točka 1′ na presjecištu je izobare $p_1' = \text{konst.}$ i krivulje $i_1 = \text{konst.}$ Ekspanzija djelatne tvari u cilindru odvija se po adijabati ($q = 0$) između 1′ i 2′. Točka 2′ je na izobari $p_2' = \text{konst.}$ jer je razlika između tlakova p_2' i p_2 potrebna da bi djelatna tvar istjecala iz cilindra.



Sl. 11.3. Ekspanzija u stapnom stroju s gubicima u dovodu i odvodu djelatne tvari; prikaz u p,v-dijagramu

Tlak p_2, naime, vlada na kraju odvoda iz stroja. U ispusnom ventilu i odvodu opet nastaje prigušenje, pa promjena stanja između točaka 2′ i 2″ teče po krivulji $i_2 = \text{konst.}$ Kad ne bi bilo prigušenja u dovodu i odvodu, ekspanzija bi tekla po adijabati 1–2, pa bi proizvedeni mehanički rad bio proporcionalan površini a − 1 − 2 − d. Uz prigušenje stap obavlja mehanički rad proporcionalan površini b − 1′ − 2′ − c. Valja istaknuti da su gubici tlaka na sl. 11.3. znatno povećani prema njihovu iznosu u stvarnosti. To je učinjeno da se bolje prikažu posljedice nepovratljivosti. Treba usto napomenuti kako se ekspanzija između točaka 1′ i 2′ ne odvija točno po adijabati jer se za vrijeme ekspanzije pojavljuje prijelaz topline između djelatne tvari i cilindra, jer nastaju vrtlozi i trenje u djelatnoj tvari. Svi ti utjecaji, međutim, mogu se u prvoj aproksimaciji zanemariti.

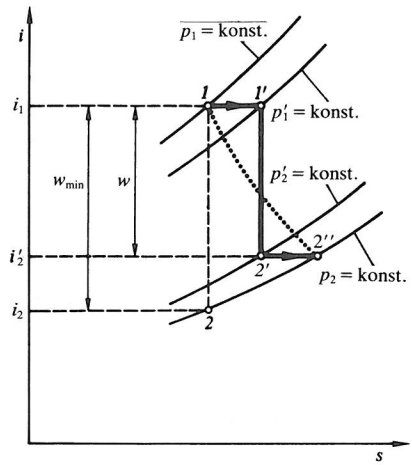
Ako se opisani proces prikaže u i,s-dijagramu, dobiva se sl. 11.4, a pritom oznake stanja odgovaraju onima u p,v-dijagramu. Polazeći od stanja 1 djelatne tvari i tlaka p_2 koji vlada na kraju odvoda, mehanički bi rad mogao iznositi

$$w_{\max} = i_1 - i_2 \tag{11.1}$$

kad ne bi bilo nepovratljivosti u dovodu i odvodu. Stvarno je, međutim, mehanički rad djelatne tvari za vrijeme ekspanzije

$$w = i_1 - i_2' \tag{11.2}$$

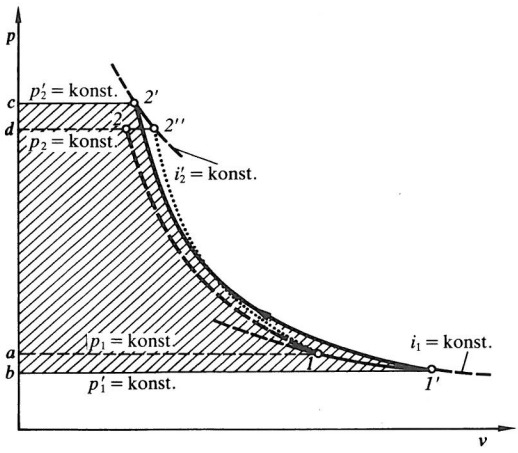
jer je $i_1' = i_1$.



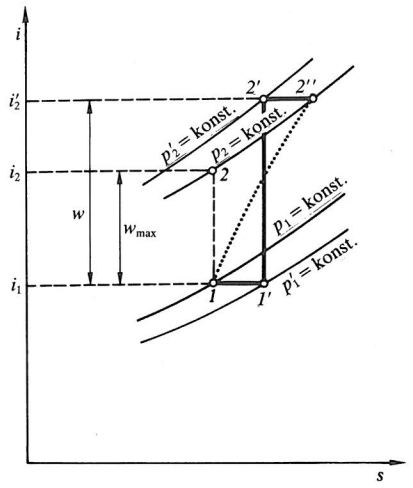
Sl. 11.4. Ekspanzija u stapnom stroju s gubicima u dovodu i odvodu djelatne tvari; prikaz u *i,s*-dijagramu

Znaju li se samo stanja djelatne tvari na ulazu u dovod (stanje 1) i na izlazu iz odvoda (stanje 2″), promjena između ta dva krajnja stanja može se aproksimirati »prividnom« linijom ekspanzije (označena točkasto na sl. 11.3. i 11.4).

Promjene za vrijeme kompresije analogne su onima koje se pojavljuju za vrijeme ekspanzije. Zbog prigušenja u dovodu, kompresija u cilindru započinje od tlaka p'_1 nižega od tlaka p_1 što ga djelatna tvar ima prije ulaska u stroj. Promjena od stanja 1 (sl. 11.5) s tlakom p_1 do stanja 1′ koje odgovara tlaku p'_1, ide po krivulji $i_1 = \text{konst.}$ Nakon toga započinje adijabatska kompresija do stanja 2′ i tlaka p'_2, koji je viši od tlaka p_2 što vlada na kraju odvoda. U odvodu nastaje prigušenje, pa djelatna tvar napušta stroj sa stanjem 2″ i, dakako, uz tlak p_2. Kad ne bi bilo prigušenja u dovodu i odvodu, kompresiju bi predočivala adijabata 1 – 2. Na sl. 11.6. isti je proces prikazan *i,s*-dijagramom.



Sl. 11.5. Kompresija u stapnom stroju s gubicima u dovodu i odvodu djelatne tvari; prikaz u *p,v*-dijagramu



Sl. 11.6. Kompresija u stapnom stroju s gubicima u dovodu i odvodu djelatne tvari; prikaz u *i,s*-dijagramu

Bez prigušenja, za komprimiranje bi bila potrebna mehanička energija proporcionalna površini a – 1 – 2 – d u p,v-dijagramu. To je minimalan iznos za kompresiju od tlaka p_1 na tlak p_2, pa je ona prema i,s-dijagramu

$$w_{\min} = i_2 - i_1 \tag{11.3}$$

Stvarna potrebna mehanička energija bit će veća i proporcionalna je površini b – 1′ – 2′ – c u p,v-dijagramu, ili

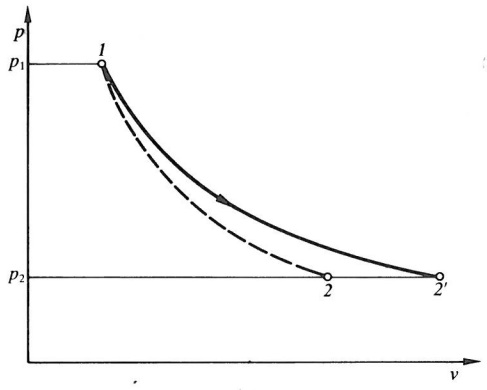
$$w = i_2' - i_1 \tag{11.4}$$

prema i,s-dijagramu. Prividna krivulja kompresije predočena je također točkasto na sl. 11.5. i 11.6. između stanja 1 i 2″.

2.3. Ekspanzija i kompresija u turbostrojevima

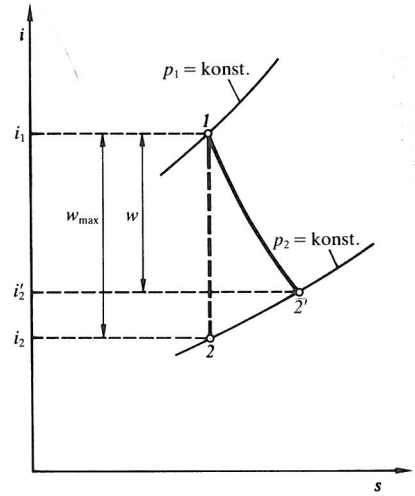
Kroz turbostrojeve djelatna tvar struji neprekidno, pa se njezino stanje ne mijenja periodički kao u stapnim strojevima. To se zbiva kontinuirano uzduž puta kroz turbostroj. Na pojedinim je mjestima stroja stanje djelatne tvari točno definirano i nepromjenljivo. Zbog relativno velikih površina presjeka dovoda i odvoda, mogu se zanemariti prigušenja u njima, ali se mora računati na utjecaj trenja jer djelatna tvar velikom brzinom struji kroz turbostroj. Toplina proizvedena trenjem ostaje u djelatnoj tvari, pa joj se povećava specifični volumen, a posljedica će biti pomak ekspanzijske krivulje udesno.

U p,v-dijagramu (sl. 11.7) prikazana je adijabatom 1 – 2 ekspanzija bez trenja, a krivuljom 1 – 2′ ekspanzija s trenjem. Taj je proces predočen na sl. 11.8. u i,s-dijagramu. Prividna krivulja ekspanzije u stapnim strojevima jednaka je dakle stvarnoj krivulji u turbostrojevima.

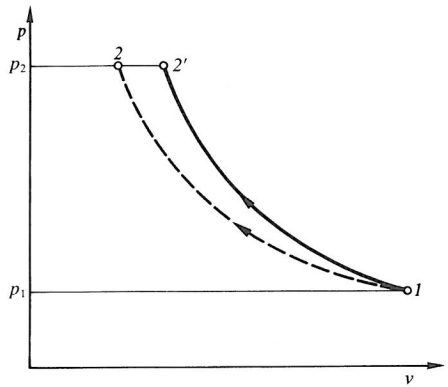


Sl. 11.7. Ekspanzija u turbostroju s gubicima zbog trenja; prikaz u p,v-dijagramu

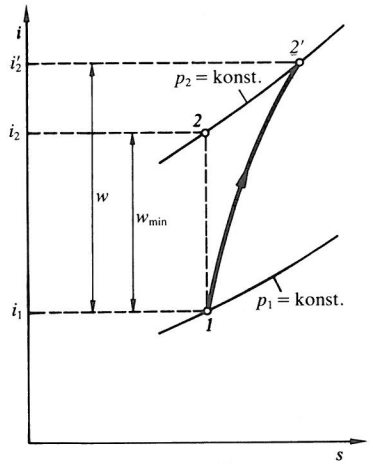
Sl. 11.8. Ekspanzija u turbostroju s gubicima zbog trenja; prikaz u i,s-dijagramu ▼



Za maksimalni mehanički rad vrijedi izraz (11.1), a za stvarni mehanički rad relacija (11.2).



Sl. 11.9. Kompresija u turbostroju s gubicima zbog trenja; prikaz u p,v-dijagramu



Sl. 11.10. Kompresija u turbostroju s gubicima zbog trenja; prikaz u i,s-dijagramu

Analogno tome bit će i za kompresiju u turbostrojevima (sl. 11.9. i 11.10). Minimalno potrebna energija za kompresiju određena je izrazom (11.3), a stvarno potrebna relacijom (11.4).

2.4. Unutrašnji stupanj djelovanja

Unutrašnji stupanj djelovanja uzima u obzir sekundarne nepovratljivosti, pa prema tome ovisi o kvaliteti izvedenih strojeva. Za ekspanziju on je definiran kao omjer između stvarno izvršenoga mehaničkog rada w (11.2) i maksimalno mogućeg rada w_{max} (11.1), pa je

$$\eta_{i\,exs} = \frac{w}{w_{max}} = \frac{i_1 - i_2'}{i_1 - i_2} \tag{11.5}$$

Unutrašnji stupanj djelovanja kompresije definiran je kao omjer između minimalno potrebne mehaničke energije w_{min} (11.3) i stvarno potrebne mehaničke energije w (11.4), dakle

$$\eta_{i\,komp} = \frac{w_{min}}{w} = \frac{i_2 - i_1}{i_2' - i_1} \tag{11.6}$$

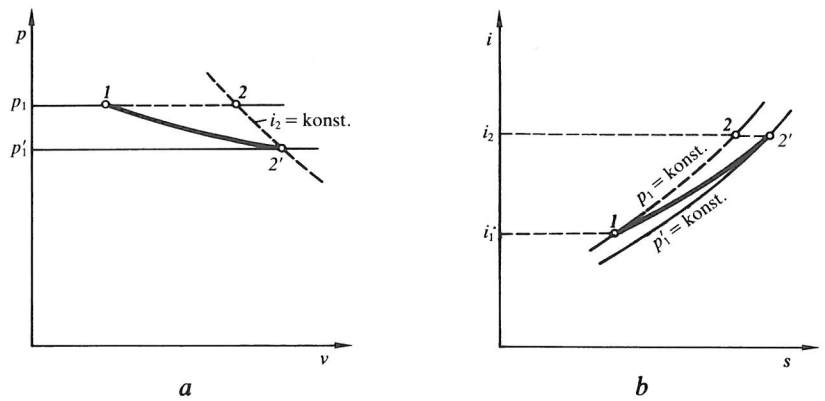
U (11.5) i (11.6) upotrijebljene su oznake sa sl. 11.3. do 11.10.

Unutrašnji stupanj djelovanja iznosi od 0,80 do 0,90, što ne ovisi samo o kvaliteti izvedbe stroja nego i o njegovu tipu.

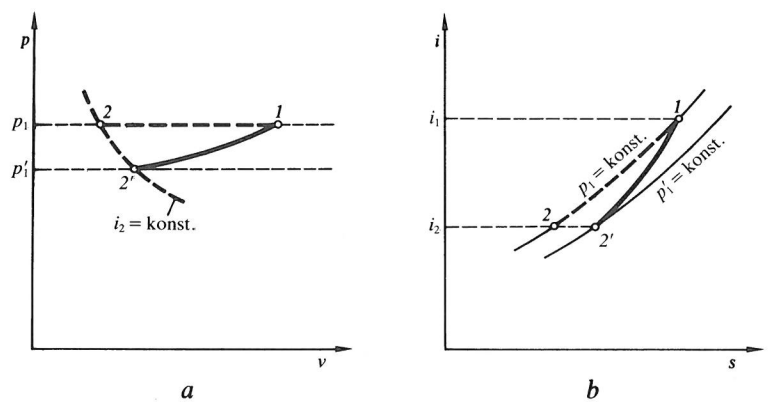
2.5. Dovod i odvod topline

Najčešće se toplina dovodi i odvodi uz konstantan tlak (npr. Jouleov kružni proces, 4.4.3. petog poglavlja). Budući da se dovod i odvod topline provode pomoću izmjenjivača topline (toč. 6. šestog poglavlja) kroz koje struji djelatna tvar, a za njezin je tok potrebna razlika tlakova, stvarni se dovod i odvod topline ne ostvaruju po izobari. Da bi se, naime, osiguralo strujanje, tlak mora opadati u smjeru strujanja. Budući da toplina pritom ostaje nepromijenjena i neovisna o gubitku tlaka, entalpija je na kraju procesa dovoda ili odvoda topline nepromijenjena, i to bez obzira na to koliko se smanjio tlak u izmjenjivaču topline.

Na sl. 11.11. prikazane su promjene stanja tijekom dovoda topline u p,v i i,s-dijagramu. Kad ne bi bilo gubitaka tlaka, promjena stanja tekla bi po izobari 1 – 2. Zbog gubitka tlaka, proces završava u točki 2′ na krivulji i_2 = konst. na kojoj je i točka 2.



Sl. 11.11. Dovod topline s gubicima tlaka: a) prikaz u p,v-dijagramu, b) prikaz u i,s-dijagramu

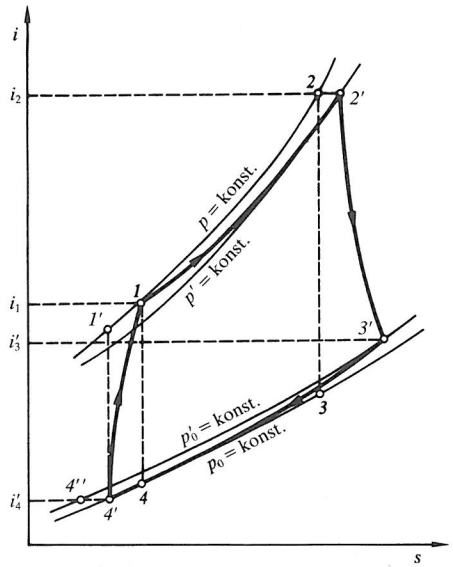


Sl. 11.12. Odvod topline s gubicima tlaka: a) prikaz u p,v-dijagramu, b) prikaz u i,s-dijagramu

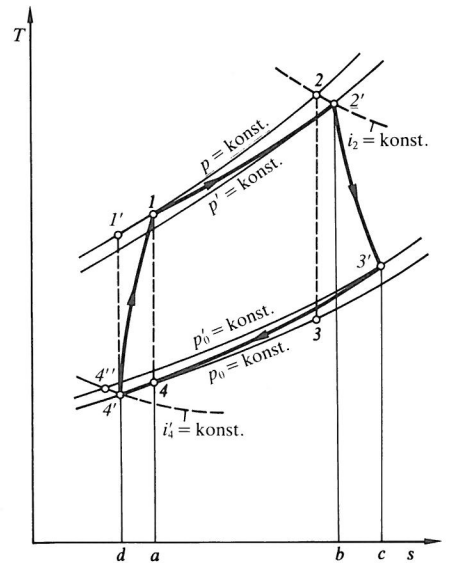
Analogno tome vrijedi i za odvod topline. Promjene stanja vide se na sl. 11.12.

2.6. Kružni procesi sa sekundarnim nepovratljivostima

Za proces među konstantnim tlakovima (sl. 5.35) na raspolaganju je razlika tlakova p i p_0. Pritom je p najviši tlak u kružnom procesu i postiže se nakon kompresije (stanje 1 na sl. 11.13). Toplina se dovodi uz gubitak tlaka od stanja 1 do stanja 2′, pa ekspanzija započinje s tlakom p' koji je niži od p, maksimalnog tlaka u procesu. Zbog gubitaka trenja ekspanzija ne teče po adijabati, već po krivulji 2′ – 3′, i to samo do tlaka p_0', nešto višega od minimalnog tlaka p_0. Zbog odvoda topline promjena stanja ide od 3′ do 4′, kad počinje kompresija, dakako opet uz gubitak trenja do stanja 1.



Sl. 11.13. Kružni proces među konstantnim tlakovima sa sekundarnim nepovratljivostima; prikaz u i,s-dijagramu



Sl. 11.14. Kružni proces među konstantnim tlakovima sa sekundarnim nepovratljivostima; prikaz u T,s-dijagramu

Dovedena toplina određena je razlikom entalpija, pa je

$$q = i_2' - i_1 = i_2 - i_1 \tag{11.7}$$

a za vrijeme ekspanzije izvršen je rad

$$w_{\text{eks}} = i_2' - i_3' = i_2 - i_3' \tag{11.8}$$

Odvedena toplina izražena je također razlikom entalpija, pa je

$$|q_0| = i_3' - i_4' \tag{11.9}$$

a potreban će rad za kompresiju biti

$$w_{\text{komp}} = i_1 - i'_4 \tag{11.10}$$

Mehanička energija dobivena iz kružnog procesa jednaka je razlici izvršenog rada za vrijeme ekspanzije i rada potrebnoga za kompresiju, pa je

$$w = w_{\text{eks}} - w_{\text{komp}} = i_2 + i'_4 - i_1 - i'_3 \tag{11.11}$$

Razlika dovedene i odvedene topline jednaka je također mehaničkoj energiji, što se vidi iz relacije dobivene pomoću (11.7) i (11.9):

$$w = q - q_0 = i_2 + i'_4 - i_1 - i'_3 \tag{11.12}$$

Analogno tome dolazi se do kružnog procesa u T,s-dijagramu (sl. 11.14).

Na prikazani način moguće je za svaki idealni proces nacrtati i promjene stanja za realni kružni proces, unijevši pritom sekundarne nepovratljivosti, ako su poznati podaci o gubicima tlaka i o unutrašnjem stupnju djelovanja. Tad se može odrediti i utjecaj tih nepovratljivosti.

Većinom su gubici tlaka u izmjenjivačima topline tako mali da se mogu zanemariti, pa se u dijagramima promjena stanja crtaju krivulje dovoda i odvoda topline točno po izobarama, ali uzimajući u obzir nepovratljivosti za vrijeme ekspanzije i kompresije.

3. Osnovno o strujanju plinova i para

3.1. Uvodne napomene

U tehničkim napravama i postrojenjima često je strujanje plinova i para: u cjevovodima za prijenos tvari i energije, u sapnicama u kojima se unutrašnja energija plina ili pare pretvara u kinetičku, u turbostrojevima gdje se kinetička energija pretvara u mehaničku energiju itd. Svim je takvim procesima zajedničko da plinovi ili pare struje kroz prostor omeđen stijenkama. To su cijevi konstantna ili promjenljiva presjeka, prostor među lopaticama turbina i sl.

3.2. Sređeno i nesređeno strujanje

Promotrit će se najprije strujanje kroz cijev konstantna presjeka. Svaka će čestica tvari što struji prelaziti put koji se naziva strujnicom ili strujnim vlaknom. Kad se strujnice međusobno ne miješaju, strujanje je sređeno ili laminarno. Sve čestice koje ulaze u cijev na istom mjestu ulaznog presjeka putuju kroz nju po istim strujnicama. Ako se količina tvari u jedinici vremena ne mijenja, brzine su u pojedinim točkama također konstantne. Smjer brzina čestica okomit je na presjek cijevi.

Većina strujanja koja se pojavljuju u tehničkim napravama i postrojenjima nisu sređena, već nesređena ili turbulentna. Tad se strujnice međusobno prepleću, brzine čestica imaju i komponente koje su u presjecima okomitima na cijev, pa se čestice približavaju ili udaljuju od stijenki cijevi. I strujnice i brzine čestica mijenjaju se s vremenom.

Da li će neko strujanje biti sređeno i nesređeno, ovisi o promjeru cijevi d (m), o srednjoj brzini strujanja c (m/s) i o svojstvima tvari koja struji. Tu pomaže Reynoldsova značajka (3.3. šestog poglavlja), temeljena na teoremu sličnosti. Reynoldsova značajka (6.41) za razmatranje vrsta strujanja može se napisati u obliku

$$Re = \frac{c\, d\, \varrho}{\eta} \tag{11.13}$$

Pritom je ϱ gustoća (kg/m^3), a η (Ns/m^2) dinamička viskoznost. Reynoldsova je značajka bezdimenzijska veličina.

Ako je $Re < 2\,400$, strujanje je sređeno, a uz $Re > 3\,000$ ono je nesređeno. Za vrijednosti Reynoldsove značajke između 2 400 i 3 000 strujanja može biti i sređeno i nesređeno, pa se tad govori da je sređenost strujanja labilna.

Iskustvo pokazuje kako se za analizu termodinamičkih pojava ne mora poznavati fina struktura nesređena strujanja. Dovoljno je naime računati sa srednjom brzinom u pojedinim presjecima. Ta srednja brzina c zamišljena je kao jednaka u cijelom presjeku i tolika da kroz promatrani presjek struji upravo toliko tvari koliko odgovara okomitim komponentama stvarnih brzina u tom presjeku.

Komponenta brzine c_n okomita na diferencijal površine dA presjeka omogućuje da kroz taj dio površine struji masa dm u jedinici vremena koja se može odrediti iz izraza

$$\mathrm{d}m = \varrho\, c_n\, \mathrm{d}A \tag{11.14}$$

Na cijeloj površini A presjeka sve okomite komponente omogućuju strujanje mase tvari u jedinici vremena

$$m = \varrho \int_A c_n\, \mathrm{d}A \tag{11.15}$$

Budući da uz zamišljenu srednju brzinu mora biti

$$m = \varrho\, c\, A \tag{11.16}$$

dobiva se

$$c = \frac{\int_A c_n\, \mathrm{d}A}{A} \tag{11.17}$$

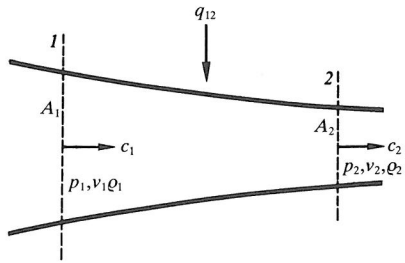
Kad god se u izlaganju bude govorilo o brzinama strujanja, uvijek će se to odnositi na srednje brzine prema izrazu (11.17).

3.3. Jednadžba neprekidnosti (kontinuiranosti)

Promotrit će se strujanje kroz neku cijev (sl. 11.15) ili – općenito govoreći – kroz neki kanal strujanja. Odabrat će se dva presjeka, 1 i 2. U stacionarnom stanju masa tvari m_1 koja struji u jedinici vremena kroz presjek 1 jednaka je masi tvari m_2 što struji kroz presjek 2. To vrijedi za bilo koji presjek. Prema tome vrijedi

$$m_1 = m_2 = \ldots = m \tag{11.18}$$

Kad se u (11.16) uvrste vrijednosti za gustoću ϱ, koja je jednaka recipročnoj vrijednosti specifičnog volumena v, za brzinu c i površinu presjeka A dobiva se



Sl. 11.15. Prikaz za izvođenje jednadžbe neprekidnosti (kontinuiranosti)

$$\frac{c_1 A_1}{v_1} = \frac{c_2 A_2}{v_2} = \ldots = \frac{c\,A}{v} = m = \text{konst.} \tag{11.19}$$

To je jednadžba neprekidnosti, koja mora biti zadovoljena za svako stacionarno strujanje.

Kad je riječ o tekućinama s praktički konstantnim specifičnim volumenom, jednadžba neprekidnosti prelazi u oblik

$$c\,A = \text{konst.} \tag{11.20}$$

4. Energija strujanja

4.1. Opći slučaj

Na strujanje u nekom strujnom kanalu mogu se primijeniti relacije za otvorene sisteme (3.6. petog poglavlja). Tako vrijedi relacija (5.42), koja se radi bolje preglednosti navodi ponovno:

$$q_{12} - w_{12} = i_2 - i_1 + \frac{1}{2}(c_2^2 - c_1^2) + g\,(z_2 - z_1) \tag{5.42}$$

Razmatra se, zatim, proces strujanja u nekom strujnom kanalu bez uređaja za transformaciju u mehaničku energiju. Tad je $w_{12} = 0$. Osim toga, samo u posebnim slučajevima mora se uzimati i razlika potencijalne energije, pa se najčešće računa da je $z_2 = z_1$. Uz takve pretpostavke dobiva se

$$q_{12} = i_2 - i_1 + \frac{1}{2}(c_2^2 - c_1^2) \tag{11.21}$$

Valja spomenuti da relacije (5.42) i (11.21) vrijede za jedinicu mase u jedinici vremena. Množeći masom m (kg/s), izraz (11.21) prelazi u relaciju

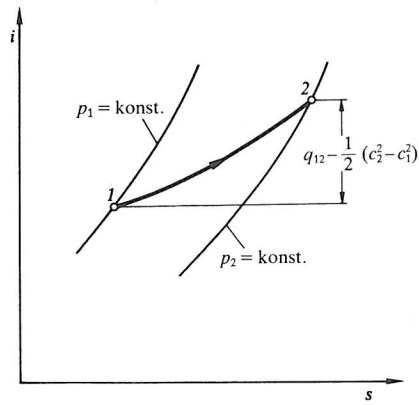
$$Q_{12} = I_2 - I_1 + \frac{1}{2} m\,(c_2^2 - c_1^2) \tag{11.22}$$

Sva dalja razmatranja provodit će se za jedinicu mase u jedinici vremena.

Promatra se strujanje (sl. 11.15) uz dovod topline q_{12} između presjeka 1 i 2. Promjena stanja može se prikazati u i,s-dijagramu krivuljom između točaka 1 i 2 (sl. 11.16). Dovedenom toplinom q_{12} – u skladu s relacijom (11.21) – povećana je entalpija od i_1 na i_2 te kinetička energija, zbog porasta brzine strujanja od c_1 na c_2.

Izraz (11.21) vrijedi za povratljive i nepovratljive procese. Ako je proces povratljiv, za otvorene sisteme odgovara i relacija (5.156), ili (5.194). Iz relacija (5.156) i (5.194), koje se mogu napisati u obliku

$$(q_{12})_{\text{pov}} = \int_1^2 T\,\mathrm{d}s = i_2 - i_1 - \int_1^2 v\,\mathrm{d}p \tag{11.23}$$



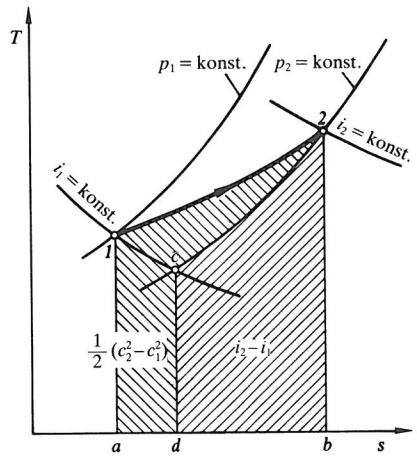
Sl. 11.16. Promjena stanja za vrijeme strujanja uz dovođenje topline

izlazi da je

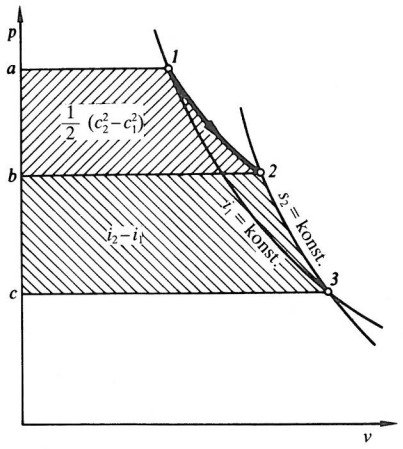
$$\frac{1}{2}(c_2^2 - c_1^2)_{\text{pov}} = -\int_1^2 v \, \mathrm{d}p \tag{11.24}$$

U izraze (11.23) i (11.24) uvedena je oznaka »pov« kako bi se označilo da te relacije vrijede samo za povratljive procese.

Relacija (11.21) za reverzibilni proces predočena je u T,s-dijagramu na sl. 11.17. Ukupna dovedena toplina proporcionalna je površini a – 1 – 2 – b, koja je ispod krivulje promjene stanja tijekom strujanja. Odredi li se sjecište c krivulja $i_1 = \text{konst.}$ i $p_2 = \text{konst.}$, površina d – c – 2 – b izražava razliku entalpija $i_2 - i_1$. Ostali dio površine, prema (11.21), proporcionalan je porastu kinetičke energije tvari koja struji.



Sl. 11.17. Prikaz relacije (11.22) za povratljivi proces u T,s-dijagramu



Sl. 11.18. Prikaz relacije (11.22) za povratljivi proces u p,v-dijagramu

Izraz (11.21) za reverzibilni proces može se prikazati i u p,v-dijagramu (sl. 11.18), pa će porast kinetičke energije biti proporcionalan površini a – 1 – 2 – b, što upravo odgovara relaciji (11.24). Ako se, zatim, kroz točku 2 položi adijabata $s_2 = \text{konst.}$, a kroz točku 1 krivulja $i_1 = \text{konst.}$, dobiva se točka 3, pa je površina b – 2 – 3 – c proporcionalna povećanju entalpije. Za krivulju 2 – 3, koja je dio krivulje $s_2 = \text{konst.}$, vrijedi naime da je

$$-\int_2^3 v\,\mathrm{d}p = i_2 - i_3 \tag{11.25}$$

Budući da su točke 1 i 3 na krivulji $i = \text{konst.}$, vrijedi $i_3 = i_1$, pa je

$$-\int_3^2 v\,\mathrm{d}p = i_2 - i_1 \tag{11.26}$$

4.2. Adijabatski procesi strujanja

4.2.1. Općenita formula

Adijabatsko strujanje kad je u relaciji (5.42) ne samo $w_{12} = 0$ već i $q_{12} = 0$, ima veliko praktično značenje. Cijevi, sapnice i prigušni uređaji mogu se naime smatrati adijabatskim sistemima jer su tako termički izolirani da se odvod topline može zanemariti.

Za adijabatsko strujanje vrijedi dakle

$$i_2 - i_1 + \frac{1}{2}(c_2^2 - c_1^2) = 0 \tag{11.27}$$

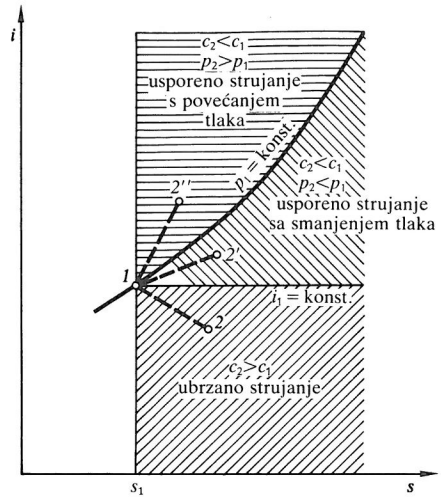
što znači da je pritom povećana kinetička energija jednaka smanjenju entalpije tvari koja struji. Jednadžba (11.27) vrijedi i za povratljive i za nepovratljive adijabatske procese, dakle i za strujanje s trenjem.

Iz (11.27) dobiva se izlazna brzina

$$c_2 = \sqrt{2\,(i_1 - i_2) + c_1^2} \tag{11.28}$$

Značenje izraza (11.28) možda se najbolje dade prikazati pomoću i,s-dijagrama (sl. 11.19). Struji li plin ili para u adijabatskom sistemu, entropija krajnjeg stanja 2 ili će biti jednaka entropiji početnog stanja 1 ili je veća od nje ($s_2 \geqq s_1$), pa se krajnja točka procesa nalazi samo u iscrtkanom području na sl. 11.19.

S obzirom na odnose tlakova na početku (p_1) i na kraju (p_2), valja razlikovati područje ispod izobare ($p_1 = \text{konst.}$), kad je $p_2 < p_1$, i ono iznad izobare, kad je $p_2 > p_1$. U području ispod izobare, ali uz $i_2 < i_1$ (područje ispod pravca $i_1 = \text{konst.}$), brzina će na kraju strujanja (c_2) biti uvijek veća od one na početku (c_1), dakle $c_2 > c_1$. Bit će to ubrzano strujanje (stanje 2 na sl. 11.19) jer će prvi član pod korijenom u izrazu (11.28) biti uvijek pozitivan. Ako je krajnje stanje iznad pravca $i_1 = \text{konst.}$ (točka 2′ na sl. 11.19), znači da je $i_2 < i_1$, pa će prvi član pod korijenom



Sl. 11.19. Područja krajnjeg stanja pri adijabatskom strujanju

u izrazu (11.28) biti negativan, dakle $c_2 > c_1$. Pojavit će se usporeno strujanje unatoč tome što je tlak na kraju niži nego na početku ($p_2 < p_1$). Konačno, ako je krajnje stanje (2″ na sl. 11.19) iznad izobare ($p_1 = \text{konst.}$), strujanje će biti usporeno ($c_2 < c_1$), ali uz porast tlaka ($p_2 > p_1$). Može se, dakle, kočeći strujanje komprimirati tvar koja struji. Ta se pojava primjenjuje u difuzorima.

4.2.2. Ubrzano strujanje

Razmotrit će se najprije strujni proces u kojem se uz pad tlaka povećava brzina, dakle kad je $c_2 > c_1$ uz $p_2 < p_1$ (područje ispod $i_1 = \text{konst.}$ na sl. 11.19). Iz *i,s*-dijagrama lako se zapaža da će uz zadanu razliku tlakova $p_2 - p_1$ biti postignuta maksimalna konačna brzina c_{20} ostvari li se adijabatska promjena stanja tvari tijekom strujanja. Tad je strujanje bez trenja, a konačna brzina izračunava se prema (11.28) iz relacije

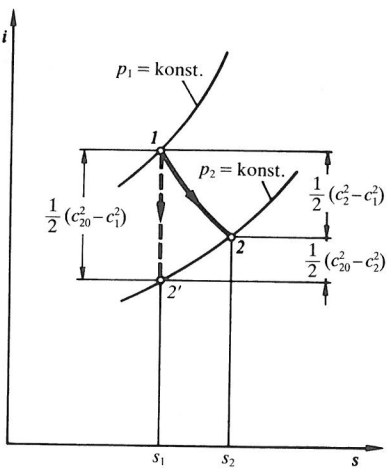
$$c_{20} = \sqrt{2\,(i_1 - i_2') + c_1^2} \tag{11.29}$$

gdje je i_2' entalpija stanja 2′ (sl. 11.20) na kraju adijabatske ekspanzije.

Ako, međutim, ima trenja, brzina na kraju c_2 bit će manja uz istu razliku tlakova jer će trenje izazvati porast entropije. Strujanje će se odvijati po krivulji 1–2 (sl. 11.20), koja je desno od adijabate 1′–2′. I tad se brzina na kraju može naći iz (11.28). Brzina c_2 bit će manja od c_{20} jer je razlika entalpija $i_1 - i_2$ manja od razlike $i_1 - i_2'$.

Pomoću brzina c_2 i c_{20} definira se koeficijent brzine

$$\varphi = \frac{c_2}{c_{20}} \tag{11.30}$$



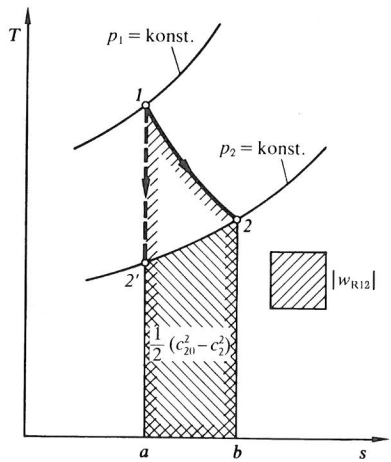
Sl. 11.20. Ubrzano strujanje bez trenja (1–2′) i ubrzano strujanje s trenjem (1–2); prikaz u *i,s*-dijagramu

Zbog trenja gubi se dio kinetičke energije. Uzrok tome je trenje o stijenke, ali i vrtlozi u mlazu plina ili pare. Da se svlada trenje, potrebna je energija, pa se na to utroši dio potencijalne energije (energije tlaka). Posljedica je smanjenje kinetičke energije na kraju ekspanzije. Taj gubitak iznosi

$$\frac{1}{2}(c_{20}^2 - c_2^2) = i_2 - i_2' \tag{11.31}$$

što je u *i,s*-dijagramu (sl. 11.20) predočeno kao razlika između entalpija i_2 i i_2', a u *T,s*-dijagramu (sl. 11.21) kao površina a – 2′ – 2 – b, jer je

$$\int_{2'}^{2} T\,\mathrm{d}s = i_2 - i_2' \tag{11.32}$$



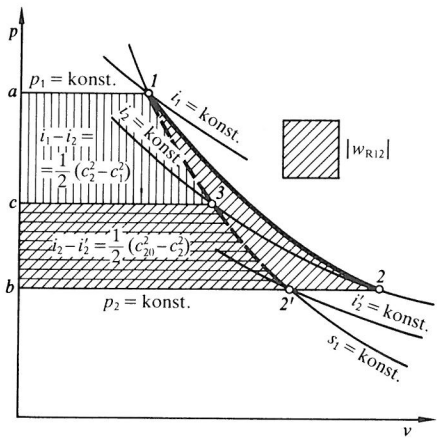
Sl. 11.21. Ubrzano strujanje bez trenja (1–2′) i ubrzano strujanje s trenjem (1–2); prikaz u *T,s*-dijagramu

Pođe li se međutim od izraza (5.195b) i (5.196), te se pretpostavi da je strujanje u adijabatskom sistemu, kad je $q_{12} = 0$, može se za energiju trenja postaviti da je

$$|w_{R12}| = \int_1^2 T\,\mathrm{d}s = i_2 - i_1 - \int_1^2 v\,\mathrm{d}p \qquad (11.33)$$

To znači da je energija trenja w_{R12} proporcionalna površini a – 1 – 2 – b u T,s-dijagramu (sl. 11.21) i da je ona veća od gubitka kinetičke energije za površinu 1 – 2 – 2′. Dakle dio energije trenja vraća se plinu ili pari koja struji, pa ne izaziva gubitak kinetičke energije. Taj dio energije trenja tako utječe na stanje plina ili pare kao da je ta toplina dovedena izvana.

U p,v-dijagramu (sl. 11.22) strujanje bez trenja predočeno je adijabatom 1 – 2′, a strujanje s trenjem krivuljom 1 – 2. Ako se nacrtaju krivulje i = konst., moći će se odijeliti površine koje odgovaraju razlikama entalpija. Tako sjecište adijabate s_2 = konst. i krivulje i_2 = konst. (točka 3) označuje granicu između površina koje su proporcionalne razlikama entalpija $i_1 - i_2$ i $i_2 - i_2'$. Površina c – 3 – 2′ – b prikazuje, dakle, gubitak kinetičke energije, a površina 1 – 2 – b – c – 3 energiju trenja, pa je površina 1 – 2 – 2′ dio energije trenja koji se vraća plinu ili pari.

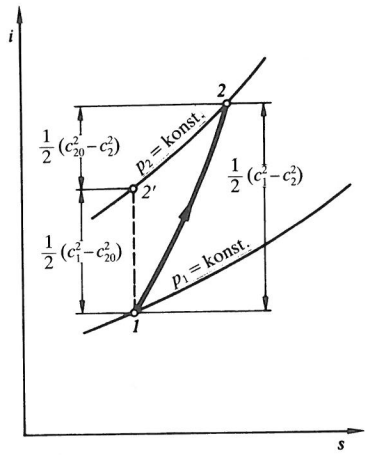


Sl. 11.22. Ubrzano strujanje bez trenja (1–2′) i ubrzano strujanje s trenjem (1–2); prikaz u p,v-dijagramu

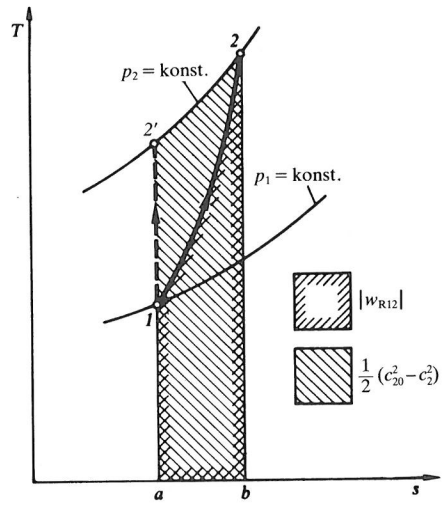
4.2.3. Usporeno strujanje

Uz usporeno strujanje ($c_2 < c_1$) povećava se entalpija plinova ili pare koja struji (sl. 11.19). Ona međutim izaziva uvijek porast tlaka. Sniženje tlaka ostvarit će se kad se poveća entropija, odnosno uz znatnu nepovratljivost.

Na sl. 11.23. predočeno je u i,s-dijagramu usporeno strujanje bez trenja i s trenjem. I tu vrijedi relacija (11.27). Kad je strujanje bez trenja (1 – 2′), razlika brzina bit će najmanja, pa će brzina na kraju postići najveću moguću vrijednost c_{20}. Pojavljuje li se trenje (1 – 2), brzina će na kraju, uz nepromijenjenu razliku tlakova, biti to manja što je trenje veće, i što entropija više poraste.



Sl. 11.23. Usporeno strujanje bez trenja (1–2′) i usporeno strujanje s trenjem (1–2); prikaz u *i,s*-dijagramu



Sl. 11.24. Usporeno strujanje bez trenja (1–2′) i usporeno strujanje s trenjem (1–2); prikaz u *T,s*-dijagramu

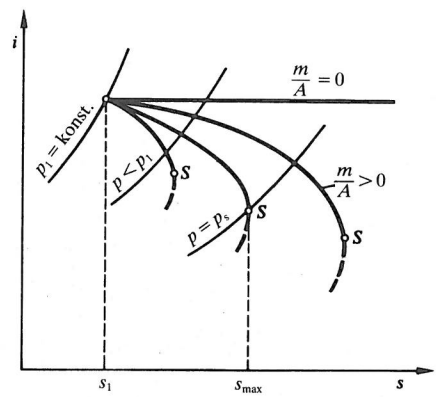
Gubitak kinetičke energije izračuna se iz (11.31). Energija trenja proporcionalna je površini ispod krivulje 1 – 2 (sl. 11.24) koja odgovara promjeni stanja za vrijeme strujanja, a gubitak je kinetičke energije proporcionalan površini ispod krivulje $p_2 = \text{konst.}$ (a – 2′ – 2 – b na sl. 11.24). Gubitak je kinetičke energije pritom veći od energije trenja, pa umjesto da se toplina vraća plinu ili pari, što se događa pri ubrzanom strujanju, nastaju gubici zbog zagrijavanja, čemu je posljedica porast entalpije.

5. Strujanje u cijevi konstantna presjeka

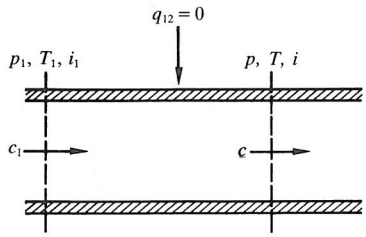
Izložit će se strujanje s trenjem u adijabatnoj cijevi konstantna presjeka (sl. 11.25). Indeksom 1 označuju se stanja na ulazu u cijev, a bez indeksa stanja u promatranom presjeku. Prema prvom stavku termodinamike za otvorene sisteme, a uz već spomenute pretpostavke, vrijedi izraz (11.27) koji se može napisati u obliku

$$\frac{c^2}{2} + i = \frac{c_1^2}{2} + i_1 \tag{11.34}$$

Sl. 11.26. *Fanno*-krivulje za različite omjere m/A kad je brzina na ulazu u cijev manja od brzine zvuka ($c_1 < a$)



Sl. 11.25. Adijabatska cijev konstantna presjeka



Budući da je presjek cijevi A konstantan, jednadžba će neprekidnosti (11.13) biti

$$\frac{m}{A} = \frac{c}{v} = \frac{c_1}{v_1} \tag{11.35}$$

Uvrsti li se vrijednost za c i c_1 u (11.34) dobiva se

$$\frac{v^2}{2}\left(\frac{m}{A}\right)^2 + i = \frac{v_1^2}{2}\left(\frac{m}{A}\right)^2 + i_1 \tag{11.36}$$

Jednadžbu (11.36) moguće je prikazati u i,s-dijagramu (sl. 11.26) polazeći od stanja na ulazu u cijev (v_1, i_1) i uz $m/A = \text{konst.}$ Te krivulje nazvane su *Fanno*-krivuljama. Za $m/A = 0$ *Fanno*-krivulja prelazi u pravac jer je tada $i = i_1$. Za omjere $m/A > 0$ *Fanno*-krivulje postižu za neki tlak p maksimalnu vrijednost entropije. Budući da je riječ o strujanju s trenjem, mora entropija stalno rasti. Stoga ne može biti stanja sa smanjenjem entropije. Prema tome značenje imaju samo dijelovi *Fanno*-krivulja do maksimalne vrijednosti entropije (do točke S na sl. 11.26). Budući da je u točki maksimalne entropije njezin prirast jednak nuli, može se – u skladu s izrazom (5.192b) – postaviti da je

$$T\,\mathrm{d}s = \mathrm{d}i - v\,\mathrm{d}p = 0 \tag{11.37}$$

a jednadžba (11.36) napisati i u obliku

$$\mathrm{d}i + \left(\frac{m}{A}\right)^2 v\,\mathrm{d}v = 0 \tag{11.38}$$

Uvrstivši vrijednost za $\mathrm{d}i$ iz (11.37) u (11.38), dobiva se

$$v\,\mathrm{d}p + \left(\frac{m}{A}\right)^2 v\,\mathrm{d}v = 0 \tag{11.39}$$

Uz napomenu da izraz (11.39) vrijedi samo za $s = \text{konst.}$, a odatle i za $\mathrm{d}s = 0$, dakle samo za točku S, iz (11.39) izvodi se

$$\left(\frac{m}{A}\right)^2 = -\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_s \tag{11.40}$$

Pođe li se od jednadžbe neprekidnosti (11.35), nastaje izraz

$$c = \sqrt{-v^2\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_s} \tag{11.41}$$

Budući da je $v = 1/\varrho$, gdje je ϱ gustoća, konačno se dobiva

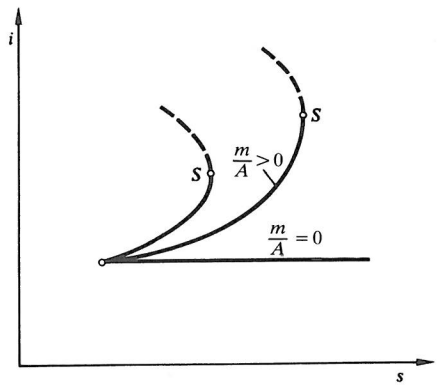
$$c = a = \sqrt{\left(\frac{\partial p}{\partial \varrho}\right)_s} \tag{11.42}$$

Prema tome u točki S postiže se granična brzina jednaka brzini zvuka u tvari koja struji.

Sve krivulje na sl. 11.26. vrijede dakle za strujanje kad je ulazna brzina c_1 manja od brzine zvuka a ($c_1 < a$). Takvo strujanje naziva se podzvučno strujanje. Sa smanjenjem tlaka uzduž cijevi, povećava se brzina strujanja sve do brzine zvuka a. Za određeni omjer m/A može se promjenom razlike tlakova $p_1 - p_2$ mijenjati brzina na izlazu iz cijevi, ali samo do brzine zvuka. Tlak na kraju cijevi pri kojem se upravo postiže brzina zvuka naziva se zvučni tlak (p_s). Ako tlak u prostoru na kraju cijevi padne ispod razine zvučnog tlaka ($p_2 < p_s$), strujanje će u cijevi postići brzinu zvuka. Ta će se brzina zadržati sve do izlaza iz cijevi, gdje će nastati nepovratljiva ekspanzija uz stvaranje vrtloga. Dakle brzina zvuka najveća je brzina koja se može postići pri strujanju kroz cijev konstantna presjeka ako je ulazna brzina manja od brzine zvuka.

Izvedene relacije vrijede i za prigušenje (3.7.1. petog poglavlja) ako su presjeci cijevi ispred mjesta prigušenja i iza njega jednaki. To će biti valjano iako entalpija ostaje konstantna samo za omjer m/A. Prema tome relacija $i_1 = i_2$, kojom su karakterizirane prilike za vrijeme prigušenja, vrijedi samo približno. *Fanno*-krivulje za male omjere m/A poklapaju se dobro s vodoravnim pravcem $i = i_1$ sve dok je smanjenje tlaka tijekom prigušenja maleno. U velikoj većini pojava prigušenja u praksi (ventili, zaporni uređaji, cjevovodi), gubici su tlaka mali jer se nastoji spriječiti takva nepovratljiva pojava. Zbog toga se i tad može računati s jednostavnim uvjetom $i = \text{konst.}$, a da to ne uzrokuje veću pogrešku.

Ako je, međutim, ulazna brzina pare ili plina veća od brzine zvuka ($c_1 > a$), vrijedi također relacija (11.36), ali *Fanno*-krivulje imaju drukčiji tok (sl. 11.27) zbog porasta entalpije uzduž cijevi i opadanja brzine. U točki S, u kojoj je tangenta na krivulju okomita, strujanje dostiže brzinu zvuka, i to je najmanja granična brzina strujanja. Tlak u cijevi raste od tlaka p_1 na ulazu do zvučnog tlaka p_s.



Sl. 11.27. *Fanno*-krivulje za različite omjere m/A kad je brzina na ulazu u cijev veća od brzine zvuka ($c_1 > a$)

Iskustvo međutim pokazuje da se opisana pojava prema sl. 11.27. može održati samo u cijevima kojih duljina ne premašuje određenu graničnu vrijednost. U duljoj cijevi pojavit će se, naime, na nekom mjestu kompresijski udar, kad naglo poraste tlak i brzina prijeđe iz nadzvučnog područja u podzvučno.

Brzina zvuka u idealnim plinovima izračunava se iz diferencijalne jednadžbe (5.123) koja se odnosi na adijabatsku promjenu stanja idealnih plinova. Ako se umjesto specifičnog volumena v uvrsti recipročna vrijednost gustoće ($v = 1/\varrho$), dobiva se

$$\frac{\mathrm{d}p}{p} - \varkappa \frac{\mathrm{d}\varrho}{\varrho} = 0 \tag{11.43}$$

a odatle

$$\left(\frac{\partial p}{\partial \varrho}\right)_s = \varkappa \frac{p}{\varrho} = \varkappa R T \tag{11.44}$$

Tu se pošlo od jednadžbe stanja (5.79) za idealne plinove. Tako će brzina zvuka, prema (11.42), biti

$$a = \sqrt{\varkappa R T} \tag{11.45}$$

Tabl. 11.1. Brzina zvuka u nekim plinovima kad se oni smatraju idealnima, pri temperaturi $T = 273{,}15$ K ($\vartheta = 0\,°C$)

helij (He)	970 m/s	kisik (O_2)	315 m/s
argon (Ar)	307 m/s	zrak	333 m/s
vodik (H_2)	1 234 m/s	ugljik-dioksid (CO_2)	259 m/s
dušik (N_2)	337 m/s	vodena para (H_2O)	410 m/s

Ona je, dakle, proporcionalna drugom korijenu iz apsolutne temperature. U tabl. 11.1. brzine su zvuka u nekim plinovima kao u idealnim plinovima pri temperaturi $T = 273{,}15$ K ($\vartheta = 0\,°C$).

6. Strujanje kroz sapnice

6.1. Oblik sapnica

Sapnice su kratke cijevi posebna oblika u kojima se potencijalna energija plina ili pare pretvara u kinetičku energiju. Budući da su one kratke, dopušteno je pretpostaviti kako im se kroz stijenke ne dovodi i ne odvodi toplina. Stoga se strujanje kroz sapnice smatra adijabatskim; ono ima veliku važnost za sve vrste turbostrojeva.

Kad je strujanje bez trenja, tad je $s = \text{konst.}$, te vrijedi izraz (11.27). Relacija (11.27) može se napisati u diferencijalnom obliku, pa je

$$\mathrm{d}i - \mathrm{d}\left(\frac{c^2}{2}\right) = \mathrm{d}i - c\,\mathrm{d}c = 0 \tag{11.46}$$

Uzevši u obzir (11.37), dobiva se

$$-v\,\mathrm{d}p = c\,\mathrm{d}c \tag{11.47}$$

Pođe li se od jednadžbe neprekidnosti (11.19), koja se piše i u obliku $c\,A\,\varrho = \text{konst.}$, i promatraju li se dva bliza presjeka, može se postaviti jednakost

$$c\,A\,\varrho = (c + \mathrm{d}c)\,(A + \mathrm{d}A)\,(\varrho + \mathrm{d}\varrho) \tag{11.48}$$

Ako se izmnoži desna strana, zanemare male veličine drugog reda i podijele lijeva i desna strana sa $c\,A\,\varrho$, bit će

$$\frac{\mathrm{d}A}{A} = -\frac{\mathrm{d}\varrho}{\varrho} - \frac{\mathrm{d}c}{c} \tag{11.49}$$

Budući da se promatra strujanje bez trenja, svakoj promjeni gustoće odgovara promjena tlaka, koja iznosi

$$\mathrm{d}p = \left(\frac{\partial p}{\partial \varrho}\right)_s \mathrm{d}\varrho = a^2\,\mathrm{d}\varrho \tag{11.50}$$

pri čemu se pošlo od relacije (11.42). Tad se pomoću (11.50) izračuna vrijednost prvog člana na desnoj strani jednadžbe (11.49), pa je

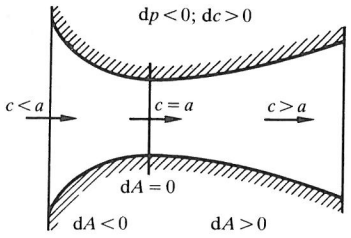
$$\frac{\mathrm{d}\varrho}{\varrho} = v\,\mathrm{d}\varrho = \frac{v\,\mathrm{d}p}{a^2} \tag{11.51}$$

Ako se još iz (11.47) odredi dc i uvrsti u (11.49), izlazi

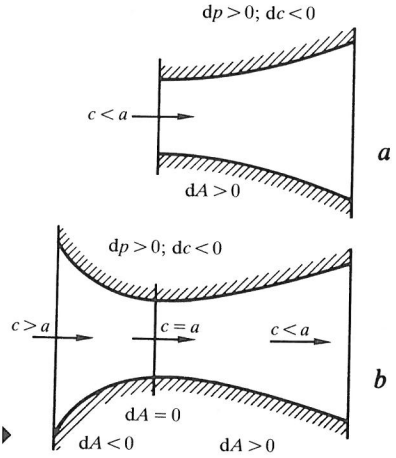
$$\frac{\mathrm{d}A}{A} = \left(\frac{1}{c^2} - \frac{1}{a^2}\right) v\,\mathrm{d}p \tag{11.52}$$

Pomoću izraza (11.52) može se naći potrebna promjena presjeka ovisno o promjeni brzine i tlaka. Pritom valja razlikovati ubrzano i usporeno strujanje.

Razmotrit će se najprije ubrzano strujanje (d$c>0$). Tad prema relaciji (11.47) tlak opada u smjeru strujanja (d$p<0$). Zbog toga je d$A<0$ sve dok je $c<a$ (podzvučno strujanje) prema (11.52). Presjek sapnice mora, dakle, pri podzvučnom ubrzanju strujanja postajati sve manji. Sapnica je tad konvergentna (sl. 11.28). Ako brzina strujanja c postane veća od brzine zvuka ($c>a$), strujanje je nadzvučno, pa će – prema (11.52) – biti d$A>0$. To znači da se mora povećavati površina presjeka sapnice (divergentna sapnica). Sapnica koja je na ulaznoj strani konvergentna, a na izlaznoj divergentna naziva se Lavalovom sapnicom. U njoj je podzvučno strujanje moguće ubrzati u nadzvučno. U najužem presjeku Lavalove sapnice vrijedi d$A=0$, pa je tad i $c=a$.



Sl. 11.28. Oblik Lavalove sapnice i odnosi u njoj



Sl. 11.29. Oblik difuzora i odnosi koji vladaju u njemu ▶

U konvergentnoj sapnici ne postiže se brzina veća od brzine zvuka, pa želi li se to ostvariti, valja upotrijebiti divergentnu sapnicu.

Kad je strujanje usporeno (d$c<0$), s opadanjem brzine raste tlak (d$p>0$) u smjeru strujanja, što se vidi iz (11.47). Ako je brzina na ulazu u sapnicu manja od brzine zvuka ($c<a$), mora se presjek povećavati (sl. 11.29a) jer je d$A>0$ iz (11.52). Nasuprot tome, kad je brzina na ulazu veća od brzine zvuka ($c>a$, sl. 11.29b), valja presjek sapnice smanjivati (d$A<0$) sve dok ne bude $c=a$. Strujanje će se moći još više usporiti poveća li se presjek (d$A>0$). Takva sapnica naziva se difuzorom, a on je s obzirom na promjene brzine strujanja suprotan Lavalovoj sapnici.

Tlak p_z u najužem dijelu sapnice naziva se kritičnim tlakom, a omjer između tlaka na ulazu u sapnicu p_1 i kritičnog tlaka p_z kritičnim omjerom tlakova (p_z/p_1). Ako je uz ubrzano strujanje tlak na izlazu iz sapnice p_2 veći od kritičnoga, nepotreban je divergentni dio sapnice, a kad je $p_2 < p_z$, on je potreban, prema sl. 11.28.

Produkt brzine strujanja c i gustoće ϱ može se nazvati gustoćom strujanja mase, a to je masa koja u jedinici vremena struji kroz jedinicu površine presjeka. Dimenzija je gustoće struje mase $\mathrm{kgm^{-2}s^{-1}}$. Za najmanji presjek vrijedi $\mathrm{d}A = 0$, pa će iz jednadžbe neprekidnosti (11.49) biti $\mathrm{d}(c\varrho) = 0$, što znači da se u najužem presjeku postiže maksimalna gustoća struje mase.

6.2. Strujanje idealnog plina bez trenja

Prilike koje vladaju tijekom strujanja kroz sapnicu moguće je prikazati eksplicitnim relacijama jer je poznata jednadžba adijabate za idealne plinove (5.125).

Pretpostavi li se da idealni plin struji u sapnicu bez trenja iz vrlo velikog rezervoara, dade se postaviti da je ulazna brzina $c_1 = 0$. U bilo kojem presjeku sapnice brzina se plina tad izračunava iz relacije

$$c = \sqrt{2(i_1 - i)} \tag{11.53}$$

Ako se računa s konstantnom specifičnom toplinom c_p uz $p = \text{konst.}$, moguće je postaviti da je

$$i = c_p T + \text{konst.} \tag{11.54}$$

pa je

$$c = \sqrt{2\, c_p (T_1 - T)} \tag{11.55}$$

Specifična toplina c_p za idealne plinove ustanovit će se pomoću omjera specifičnih toplina c_p i c_v, te na osnovi plinske konstante R prema izrazu (5.101), pa se dobiva

$$c_p = \frac{\varkappa}{\varkappa - 1} R \tag{11.56}$$

Omjer temperatura T/T_1 može se izraziti pomoću omjera tlakova p/p_1 prema (5.128). Nakon uvrštavanja u (11.55) bit će

$$c = \sqrt{\frac{2\varkappa}{\varkappa - 1} R T_1 \left[1 - \left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{\varkappa - 1}{\varkappa}}\right]} = \sqrt{\frac{2\varkappa}{\varkappa - 1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{\varkappa - 1}{\varkappa}}\right]} \tag{11.57}$$

Maksimalna će se brzina postići pri ekspanziji do vakuuma $p = 0$, pa je

$$c_{\max} = \sqrt{\frac{2\varkappa}{\varkappa - 1} R T_1} = \sqrt{\frac{2\varkappa}{\varkappa - 1} p_1 v_1} \tag{11.58}$$

Ta maksimalna brzina ima samo teorijsko značenje jer se prema (5.128) za $p = 0$ dolazi do temperature $T = 0$, pri kojoj će se sigurno promijeniti agregatno stanje, stoga više neće vrijediti jednadžbe stanja za idealni plin.

Ako se stanja plina u najužem presjeku označe indeksom z, brzina se zvuka (11.44) dade prikazati relacijom

$$a = \sqrt{\varkappa R T_z} = \sqrt{\varkappa p_z v_z} \tag{11.59}$$

polazeći od jednadžbe stanja (5.79). Brzina će se zvuka utvrditi i uz pomoć (11.57) pretpostavi li se da je $p = p_z$. Ako se još uzme u obzir jednadžba stanja (5.79), dobiva se

$$\varkappa p_z v_z = \frac{2\varkappa}{\varkappa - 1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_z}{p_1}\right)^{\frac{\varkappa - 1}{\varkappa}}\right] \tag{11.60}$$

i odatle, dalje, omjer volumena

$$\frac{v_z}{v_1} = \frac{2}{\varkappa - 1}\left[\frac{p_1}{p_z} - \left(\frac{p_1}{p_z}\right)^{\frac{1}{\varkappa}}\right] \tag{11.61}$$

Budući da je ekspanzija adijabatska, vrijedi (5.125), pa će iz (11.61) biti

$$\frac{v_z}{v_1} = \left(\frac{p_1}{p_z}\right)^{\frac{1}{\varkappa}} \tag{11.62}$$

Nakon uvrštavanja u (11.61) izlazi

$$\frac{p_z}{p_1} = \left(\frac{2}{\varkappa + 1}\right)^{\frac{\varkappa}{\varkappa - 1}} \tag{11.63}$$

Sad je brzinu zvuka moguće prikazati uz pomoć stanja na ulazu u sapnicu ako se u (11.57) uvrsti (11.63). Dobiva se

$$c_z = a = \sqrt{\frac{2\varkappa}{\varkappa + 1} p_1 v_1} = \sqrt{\frac{2\varkappa}{\varkappa + 1} R T_1} \tag{11.64}$$

pa je omjer teorijske maksimalne brzine (11.58) i brzine zvuka (11.64)

$$\frac{c_{max}}{c_z} = \frac{c_{max}}{a} = \sqrt{\frac{\varkappa + 1}{\varkappa - 1}} \tag{11.65}$$

Odredit će se gustoća struje mase kroz sapnicu. Veza između gustoće i tlaka nađe se prema jednadžbi adijabate (5.125) postavi li se da je $v = 1/\varrho$. Tad će biti

$$\varrho = \varrho_1 \left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{1}{\varkappa}} \tag{11.66}$$

Produkt $c\varrho$, kojim je definirana gustoća struje mase, izračunava se iz (11.57) i (11.66), pa je

$$c\varrho = \sqrt{\frac{2\varkappa}{\varkappa - 1} p_1 \varrho_1 \left[\left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{2}{\varkappa}} - \left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{\varkappa + 1}{\varkappa}}\right]} \tag{11.67}$$

Taj se izraz može napisati u obliku

$$c\varrho = \Psi \sqrt{\frac{2\varkappa}{\varkappa - 1} p_1 \varrho_1} \tag{11.68}$$

Tu je Ψ funkcija protjecanja, koja ovisi o omjeru tlakova p/p_1 i o eksponentu adijabate $\varkappa$, dakle

$$\Psi = \sqrt{\left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{2}{\varkappa}} - \left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{\varkappa+1}{\varkappa}}} \tag{11.69}$$

Funkcija protjecanja ima vrijednost nula kad je $p = 0$ i $p = p_1$. Za te vrijednosti tlakova gustoća struje mase postaje također jednaka nuli jer je u prvom slučaju ($p = 0$) i gustoća ϱ jednaka nuli, a u drugome ($p = p_1$) brzina c jednaka je nuli. Maksimalnu vrijednost funkcija protjecanja ima u najužem presjeku sapnice, dakle kad je dostignut omjer tlakova prema (11.63), pa ona iznosi

$$\Psi_{\max} = \left(\frac{2}{\varkappa + 1}\right)^{\frac{1}{\varkappa+1}} \sqrt{\frac{\varkappa - 1}{\varkappa + 1}} \tag{11.70}$$

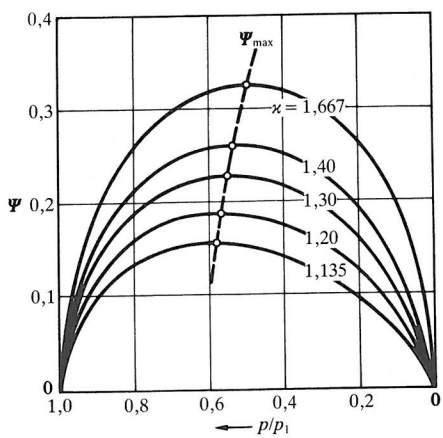
Potreban presjek sapnice A određen je omjerom između mase u jedinici vremena m (kg/s) i gustoće struje mase $c\varrho$ (11.68), dakle

$$A = \frac{m}{c\varrho} = \frac{m}{\Psi} \sqrt{\frac{\varkappa - 1}{2\varkappa p_1 \varrho_1}} \tag{11.71}$$

a površina se najužeg presjeka dobiva kad se umjesto Ψ uvrsti maksimalna vrijednost funkcije protjecanja (11.70). Prema tome, površina je najmanjeg presjeka

$$A_z = m \left(\frac{\varkappa + 1}{2}\right)^{\frac{1}{\varkappa-1}} \sqrt{\frac{\varkappa + 1}{2\varkappa p_1 \varrho_1}} \tag{11.72}$$

Na sl. 11.30. vidi se ovisnost funkcije protjecanja Ψ (11.60) za nekoliko karakterističnih eksponenata adijabate, a tabl. 11.2. sadrži omjere tlakova p_z/p_1



Sl. 11.30. Ovisnost funkcije protjecanja Ψ (11.69) o omjeru tlakova p/p_1

Tabl. 11.2. Omjeri tlakova (11.63) i brzina (11.65) te maksimalna vrijednost funkcije protjecanja (11.70) za neke karakteristične vrijednosti eksponenta adijabate

Eksponent adijabate	Omjer tlakova p_z/p_1	Omjer brzina c_{max}/c_z	Maksimalna funkcija protjecanja Ψ_{max}
1,667	0,487	2,00	0,325
1,40	0,528	2,45	0,259
1,30	0,546	2,77	0,227
1,20	0,564	3,32	0,187
1,135	0,577	3,99	0,155

prema (11.63), omjere teorijske maksimalne brzine i brzine u najmanjem presjeku (c_{max}/c_z) prema (11.65) te maksimalne vrijednosti funkcije protjecanja (11.70) za iste karakteristične eksponente adijabate. Valja napomenuti da eksponenti 1,667, 1,400 i 1,300 vrijede za jednoatomne, dvoatomne i troatomne plinove (4.3. petog poglavlja), eksponent 1,135 za suho zasićenu paru, a 1,20 za pregrijanu paru.

Iz dosad izvedenih relacija vidi se da brzine strujanja (11.57), gustoće struje mase (11.67) i površine presjeka (11.71) ovise o svojstvima plina (eksponent $\varkappa$), o stanju plina na ulazu u sapnicu (stanja s indeksom 1) i o omjeru tlakova p/p_1. Osim toga, sve veličine mogu se prikazati kao relativne u odnosu prema vrijednostima tih veličina u najužem dijelu sapnice (vrijednosti s indeksom z). Relativna brzina strujanja je omjer brzina iz (11.57) i (11.64), pa je

$$\frac{c}{c_z} = \sqrt{\frac{\varkappa+1}{\varkappa-1}\left[1-\left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}}\right]} \tag{11.73}$$

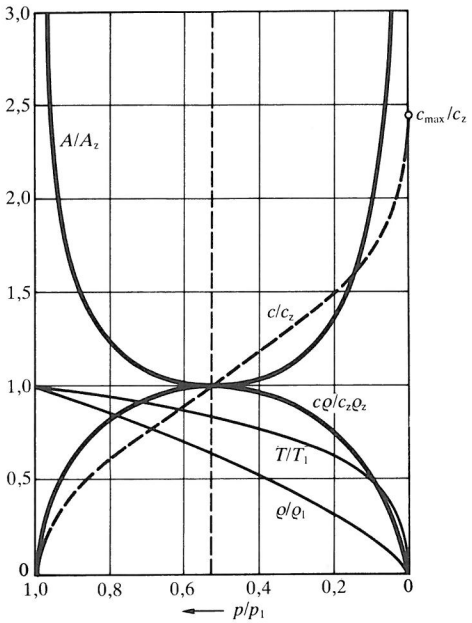
Relativna gustoća struje mase određuje se iz omjera izrazâ (11.67) i (11.68), u koji se umjesto Ψ uvrštava vrijednost za Ψ_{max} (11.70). Relativna gustoća iznosi

$$\frac{c\varrho}{c_z \varrho_z} = \left(\frac{\varkappa+1}{2}\right)^{\frac{1}{\varkappa-1}} \sqrt{\frac{\varkappa+1}{\varkappa-1}\left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{2}{\varkappa}}\left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{\varkappa+1}{\varkappa}}} \tag{11.74}$$

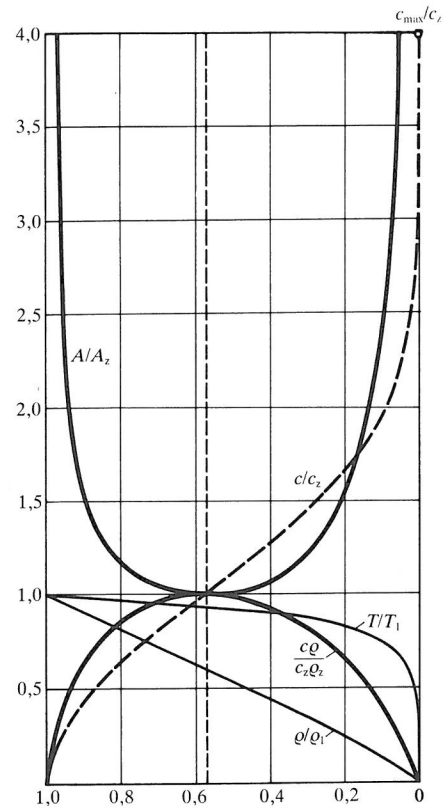
Relativna površina presjeka izračunava se iz omjera relacija (11.71) i (11.72). U (11.71) treba za Ψ uvrstiti vrijednost iz (11.69), pa je

$$\frac{A}{A_z} = \frac{\left(\frac{2}{\varkappa+1}\right)^{\frac{1}{\varkappa-1}} \sqrt{\frac{\varkappa-1}{\varkappa+1}}}{\sqrt{\left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{2}{\varkappa}} - \left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{\varkappa+1}{\varkappa}}}} \tag{11.75}$$

Sve relativne veličine ovise samo o eksponentu $\varkappa$ i o omjeru tlakova.



Sl. 11.31. Ovisnost omjera ϱ/ϱ_1 (11.66), T/T_1, c/c_z (11.73), $c\varrho/c_z\varrho_z$ (11.74) i A/A_z (11.75) o omjeru tlakova p/p_1 za strujanje bez trenja idealnog plina; eksponent adijabate $\varkappa = 1{,}40$



Sl. 11.32. Ovisnost omjera ϱ/ϱ_1 (11.66), T/T_1, c/c_z (11.73), $c\varrho/c_z\varrho_z$ (11.74) i A/A_z (11.75) o omjeru tlakova p/p_1 za strujanje bez trenja idealnog plina; eksponent adijabate $\varkappa = 1{,}135$

Na sl. 11.31. i 11.32. ucrtane su relativne vrijednosti ovisno o omjeru tlakova za $\varkappa = 1{,}40$ i $\varkappa = 1{,}135$. U iste dijagrame unijeti su omjeri temperatura T/T_1 i gustoća ϱ/ϱ_1 da se pokaže promjena tih veličina tijekom ekspanzije, ali s obzirom na temperaturu i gustoću na ulazu u sapnicu. Vrijednost omjera T/T_1 određena je prema (5.128), a omjera ϱ/ϱ_1 prema (11.66).

6.3. Strujanje idealnog plina s trenjem

Strujanje s trenjem može se prikazati jednadžbom

$$p_1 v_1^{\,k} = p\, v^k = \text{konst.} \tag{5.125}$$

Eksponent k manji je od eksponenta $\varkappa$ kojim je karakterizirano strujanje bez trenja jer je krivulja ekspanzije s trenjem manje strma od one bez trenja (sl. 11.22).

Polazeći od pretpostavke da je ulazna brzina $c_1 = 0$, što je uzeto i za strujanje bez trenja, zaključuje se da za strujanje s trenjem vrijede izrazi (11.53), (11.55) i (11.57). Omjer temperatura T/T_1 može se i sad odrediti pomoću omjera tlakova p/p_1 prema (5.158), ali se umjesto $\varkappa$ uvrštava eksponent k. Brzina će strujanja biti

$$c_t = \sqrt{\frac{2\varkappa}{\varkappa - 1} R T_1 \left[1 - \left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]} = \frac{2\varkappa}{\varkappa - 1} p_1 v_1 \sqrt{\left[1 - \left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]} \tag{11.76}$$

Promatraju li se dva vrlo bliza presjeka, kad vrijedi relacija (11.48), ali polazeći od jednadžbe neprekidnosti (11.19), nastaje relacija

$$\frac{\mathrm{d}c_t}{c_{tz}} = \frac{\mathrm{d}v_t}{v_{tz}} \tag{11.77}$$

koja vrijedi za $\mathrm{d}A = 0$, dakle za najuži presjek sapnice. Stoga su brzina c i specifični volumen v označeni indeksom z, a indeks t znači da je riječ o strujanju s trenjem.

Ako se derivira (11.76) po p, dobiva se

$$\frac{\mathrm{d}c_t}{\mathrm{d}p} = \frac{\frac{\varkappa}{\varkappa - 1} p_1 v_1 \frac{k}{k-1} \left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{1}{k}} \frac{1}{p_1}}{\sqrt{\frac{2\varkappa}{\varkappa - 1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]}} \tag{11.78}$$

a derivirajući (5.125) po p izlazi

$$\frac{\mathrm{d}v_t}{\mathrm{d}p} = -\frac{v_1}{kp} \left(\frac{p_1}{p}\right)^{\frac{1}{k}} \tag{11.79}$$

Uvrste li se zatim u (11.77) vrijednosti za $\mathrm{d}c_t$ iz (11.78) i za $\mathrm{d}v_t$ iz (11.79), a za c_{tz} i v_{tz} vrijednosti prema (11.76) i (5.125), uz $p = p_z$, dobiva se omjer između tlaka u najužem dijelu sapnice p_{tz} i onoga na ulazu u sapnicu p_1, pa je

$$\frac{p_{tz}}{p_1} = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k-1}} \tag{11.80}$$

Uvrstivši u (11.76) za omjer p/p_1 omjer iz relacije (11.80) dade se odrediti brzina u najužem presjeku

$$c_{tz} = \sqrt{\frac{k-1}{k+1} \frac{2\varkappa}{\varkappa - 1} p_1 v_1} \tag{11.81}$$

Ako se izraz pod korijenom proširi sa $\varkappa + 1$, izlazi

$$c_{tz} = \sqrt{\frac{k-1}{k+1}\frac{\varkappa+1}{\varkappa-1}\frac{2}{\varkappa+1}p_1 v_1} \tag{11.82}$$

gdje je drugi član upravo jednak brzini c_z (11.64) u najužem presjeku sapnice bez trenja. Zato je (11.82) dopušteno napisati i u obliku

$$c_{tz} = c_z \sqrt{\frac{k-1}{k+1}\frac{\varkappa+1}{\varkappa-1}} \tag{11.83}$$

Brzina u najužem presjeku sapnice s trenjem c_{tz} uvijek je manja od brzine c_z u sapnici bez trenja jer je izraz pod korijenom uvijek manji od 1, zato što je $k < \varkappa$.

Gustoća je struje mase produkt brzine c_t (11.76) i gustoće

$$\varrho_t = \varrho_1 \left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{1}{k}} \tag{11.84}$$

pa je

$$(c\varrho)_t = \frac{2\varkappa}{\varkappa-1} p_1 \varrho_1 \left[\left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{k+1}{k}}\right] \tag{11.85}$$

I opet je moguće definirati funkciju protjecanja Ψ_t, koja ima analogan oblik kao (11.69), ali s tim da umjesto $\varkappa$ treba uvrstiti k. To vrijedi i za maksimalnu vrijednost funkcije protjecanja (11.70).

Potreban presjek sapnice jednak je omjeru između mase m u jedinici vremena (kg/s) i gustoće struje mase (11.85):

$$A_t = \frac{m}{(c\varrho)_t} = \frac{m}{\Psi_t}\sqrt{\frac{\varkappa-1}{2\varkappa p_1 \varrho_1}} \tag{11.86}$$

Najuži presjek dobiva se kad se umjesto Ψ_t uvrsti $\Psi_{t\max}$, dakle

$$A_{tz} = m\left(\frac{k+1}{2}\right)^{\frac{1}{k-1}} \sqrt{\frac{k+1}{k-1}\frac{\varkappa-1}{2\varkappa p_1 \varrho_1}} \tag{11.87}$$

Usporedi li se potreban najuži presjek sapnice s trenjem (11.87) i sapnice bez trenja (11.72), presjek A_{tz} može se prikazati relacijom

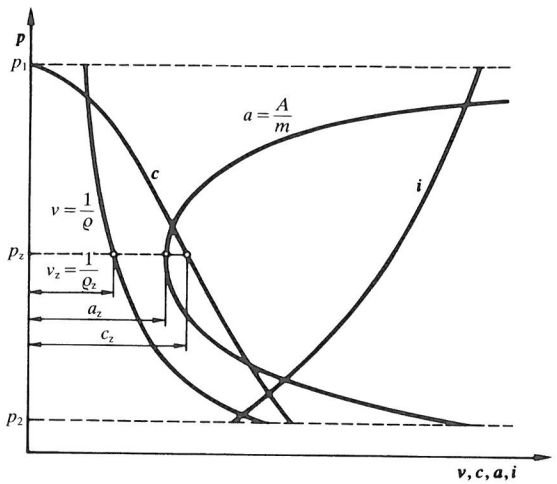
$$\frac{A_{tz}}{A_z} = \frac{\left(\frac{k+1}{2}\right)^{\frac{1}{k-1}}}{\left(\frac{\varkappa+1}{2}\right)^{\frac{1}{\varkappa-1}}} \sqrt{\frac{k+1}{k-1}\frac{\varkappa-1}{\varkappa+1}} \tag{11.88}$$

Budući da je $k < \varkappa$, bit će uvijek $A_{tz} > A_z$.

6.4. Grafičko određivanje prilika za vrijeme strujanja

Kad se može pomoću izraza (11.75) dovoljno točno aproksimirati jednadžba ekspanzije u sapnici s trenjem, svi potrebni podaci izračunavaju se iz relacija u toč. 5.3. ovog poglavlja. Ako to, međutim, nije moguće, valja poći od ekspanzijske linije u i,s-dijagramu (npr. prema sl. 11.20). To vrijedi i za strujanje bez trenja, ako pravac ekspanzije siječe graničnu krivulju, jer se prijelazom granične krivulje mijenja vrijednost eksponenta $\varkappa$.

Znajući krivulju ekspanzije u i,s-dijagramu, za svaku je točku moguće otčitati pripadne vrijednosti tlaka p, entalpije i i specifičnog volumena v. Iz tih vrijednosti za svaku se točku izračunavaju brzine strujanja prema (11.53), a pomoću brzine i recipročne vrijednosti specifičnog volumena $\varrho = 1/v$ i gustoće struje mase $c\varrho$. Recipročna vrijednost gustoće struje mase – prema (11.71) – jednaka je potrebnom presjeku sapnice za jedinicu struje mase (1 kg/s). To je specifični presjek $a = A/m$, koji se izračunava i iz omjera specifičnog volumena v i brzine c.



Sl. 11.33. Promjena entalpije, specifičnog volumena, brzine strujanja i potrebnoga specifičnog presjeka ovisno o tlaku za vrijeme strujanja kroz sapnicu

Na sl. 11.33. vidi se promjena entalpije, specifičnog volumena, brzine strujanja i potrebnoga specifičnog presjeka ovisno o tlaku. Sve su vrijednosti utvrđene prema polaznim podacima iz i,s-dijagrama. U dijagramu se mogu otčitati i prilike u najužem presjeku sapnice, a iz potrebnoga specifičnog presjeka mogu se izračunati dimenzije sapnice

6.5. Utjecaj promjene tlaka u prostoru iza sapnice

Sapnica je dimenzionirana prema stanju na ulazu i prema tlaku p_2 na izlazu. Stanja pare ili plina što struji sapnicom, a koja su određena prema 6.2. do 6.4. ovog poglavlja, vrijede uzduž cijele sapnice samo kad u prostoru iza nje vlada tlak p_2 za koji je i konstruirana. Razlikuje li se, međutim, tlak u prostoru iza sapnice od tlaka p_2, koji se može nazvati konstrukcijskim tlakom, poremetit će se sređeno i optimalno istjecanje iz sapnice.

Razmotrit će se najprije prilike u sapnici sa samo konvergentnim dijelom, kojoj je, dakle, izlazni presjek ujedno i najuži, kad se tlak u prostoru iza sapnice p' razlikuje od konstrukcijskog tlaka p_2.

Ako je p_2 upravo jednak tlaku p_z koji vlada u najužem dijelu Lavalove sapnice, a određen je relacijom (11.63) ili (11.80), dakle ako je $p_2 = p_z$, strujanje se kroz sapnicu neće promijeniti sve dok je tlak u prostoru iza nje p' manji od tlaka p_z. U izlaznom presjeku sapnice vladat će tlak p_z i brzina koja odgovara tom presjeku: brzina zvuka c_z (11.64) ili brzina c_{tz} (11.81). Dalja ekspanzija od tlaka p_z do tlaka p', jer je $p' < p_z = p_2$, odvija se nakon izlaska pare ili plina iz sapnice uz stvaranje vrtloga u obliku nepovratljiva procesa. Prema tome, sapnicom bez divergentnog dijela nije moguće postići veću brzinu od brzine zvuka, ili brzine c_{tz}, niti može njome protjecati veća struja mase (kg/s) od

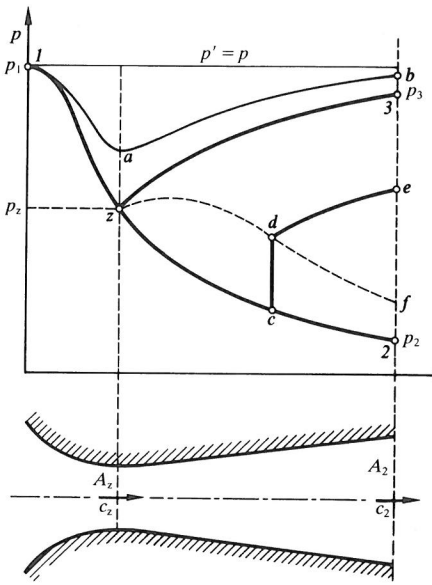
$$m = \Psi_{max} A_2 \sqrt{\frac{2\varkappa}{\varkappa - 1} p_1 \varrho_1} \tag{11.89}$$

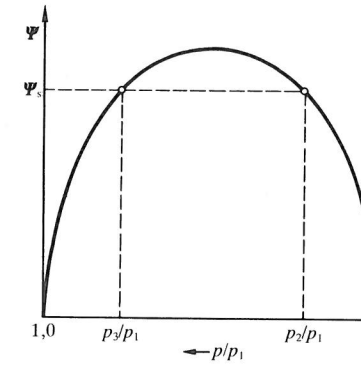
Tu je A_2 površina izlaznog presjeka, a Ψ_{max} maksimalna vrijednost funkcije protjecanja (11.70). Struja mase računa se množeći gustoću struje mase $c\varrho$ odgovarajućom površinom presjeka. Kad je strujanje s trenjem, u (11.89) valja uvrstiti analogne vrijednosti prema 6.3. ovog poglavlja.

Ako je tlak p' u prostoru iza sapnice veći od tlaka p_z, koji je prema pretpostavci jednak konstrukcijskom tlaku p_2, vladat će na kraju sapnice tlak p'. Zbog toga će se smanjiti brzina strujanja na izlazu, a zato i struja mase. Strujanje se tad ne odvija po krivulji ekspanzije prema kojoj je dimenzionirana sapnica jer površine njezina presjeka ne odgovaraju stvarnoj krivulji ekspanzije zbog povećanog tlaka na kraju sapnice.

Takve će prilike biti i kad je konstrukcijski tlak p_2 veći od p_z pa tlak u prostoru iza sapnice p' postaje veći ili manji od p_2. Strujanje će se prilagoditi uvjetima neprekidnosti za stvarne presjeke sapnice. Ono se tad odvija kao strujanje s većim ili s manjim trenjem, ovisno o razlici između p' i p_2. Pritom, međutim, neće biti veće pogreške provede li se proračun prema već izvedenim formulama za brzinu i gustoću struje mase, a za stvarni tlak u prostoru iza sapnice $p' \geqq p_z$.

Promotrit će se prilike u Lavalovoj sapnici koja osim konvergentnoga ima i divergentni dio. Tad je uvijek $p_2 < p_z$. Pomoću dijagrama na sl. 11.34. može se pratiti promjena tlaka uzduž sapnice. Krivulja 1–z–2 predočuje stanje kad je tlak





Sl. 11.35. Funkcija protjecanja za strujanje kroz sapnicu na sl. 11.34.

Sl. 11.34. Ekspanzija u Lavalovoj sapnici uz promjenljive tlakove u prostoru iza nje

u prostoru iza sapnice p' upravo jednak konstrukcijskom tlaku p_2. Osim takve ekspanzije teorijski je moguća kompresija od p_z do npr. p_3, što odgovara usporenom strujanju između tlakova p_z i p_3, pa tad divergentni dio sapnice djeluje kao difuzor. U oba slučaja struja mase koja istječe iz sapnice jednake je vrijednosti, a dade se odrediti iz relacije

$$m = \Psi_s A_2 \sqrt{\frac{2\varkappa}{\varkappa - 1} p_1 \varrho_1} \tag{11.90}$$

jer funkcija protjecanja Ψ_s ima za omjere tlakova p_2/p_1 i p_3/p_1 istu vrijednost (sl. 11.35).

Kad je tlak u prostoru iza sapnice p' veći od tlaka p_3, tlak će se uzduž sapnice mijenjati po krivulji 1–a–b na sl. 11.34. Tad se kaže da sapnica djeluje kao venturijska sapnica ili venturijska cijev, koja se upotrebljava za mjerenje struje mase. U konvergentnom je dijelu sapnice strujanje ubrzano, a u divergentnome usporeno. S daljim porastom tlaka p' funkcija protjecanja postaje sve manja (sl. 11.35), a kad je $p' = p_1$, strujanje potpuno prestaje, pa je tlak konstantan na cijeloj duljini sapnice. Ako je dakle $p' > p_3$, struja mase postaje sve manja što se više p' približava p_1 na ulazu u sapnicu.

Ako je $p' \leqq p_3$, u konvergentnom dijelu sapnice ekspanzija teče po krivulji 1–z, pa je uvijek u najužem presjeku brzina strujanja jednaka brzini zvuka c_z (11.64), odnosno c_{tz} (11.81). Struja mase za sve tlakove p' ostaje konstantna i iznosi

$$m = \Psi_{\max} A_z \sqrt{\frac{2\varkappa}{\varkappa - 1} p_1 \varrho_1} \tag{11.91}$$

U divergentnom dijelu najprije strujanje postaje brže od c_z, odnosno c_{tz}, uz opadanje tlaka po krivulji z–2 sve do nekog presjeka sapnice (npr. točka c na sl. 11.34). Budući da se površina presjeka i dalje povećava, morala bi brzina rasti uz dalje sniženje tlaka. Tlak u sapnici (točka c) već je tad manji od tlaka p' (točka e) u prostoru iza sapnice, pa se on mora povećati unatoč tome što površina presjeka dalje raste. Uz takve prilike strujanje se ne može održavati bez neke nagle promjene stanja. Takva promjena stanja – kako je već spomenuto u toč. 5. ovog poglavlja – naziva se kompresijski udar.

Budući da je riječ o promjeni stanja na vrlo kratkoj duljini, koja ima red veličine slobodnog puta molekule, prihvatljivo je smatrati da se pojava događa u cijevi konstantna presjeka (A = konst.). Ako se stanja nakon kompresijskog udara označe indeksom u, a ona prije udara ostave se bez indeksa, jednadžba neprekidnosti (11.19) dade se napisati u obliku

$$c_u \varrho_u = c\varrho = \frac{m}{A} \tag{11.92}$$

a relacija će (11.22), uz $q_{12} = 0$, biti

$$i_u + \frac{c_u^2}{2} = i + \frac{c^2}{2} \tag{11.93}$$

Stanja i prije kompresijskog udara i nakon njega na istoj su *Fanno*-krivulji (toč. 5. ovog poglavlja) jer je m/A = konst. Osim toga, mora biti zadovoljen i uvjet (11.47), koji se može napisati u obliku

$$c\varrho \, \mathrm{d}c = -\mathrm{d}p \tag{11.94}$$

jer je $v = 1/\varrho$. Izraz (11.94) vrijedi jer je dopušteno zanemariti trenje zbog toga što je to vrlo kratak dio cijevi. Integrirajući relaciju (11.94) između stanja prije kompresijskog udara i nakon njega, dobiva se

$$c\varrho \, (c_u - c) = p - p_u \tag{11.95}$$

jer je produkt brzine strujanja i gustoće konstantan (11.92). Ako se pođe od izraza (11.92), za (11.95) može se napisati

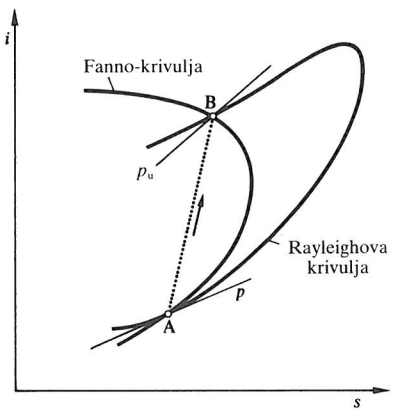
$$c_u^2 \varrho_u - c^2 \varrho = p - p_u \tag{11.96}$$

pa se nakon uvrštavanja c_u i c iz (11.92) dobiva

$$p_u - p = \left(\frac{m}{A}\right)^2 \left(\frac{1}{\varrho} - \frac{1}{\varrho_u}\right) = \left(\frac{m}{A}\right)^2 (v - v_u) \tag{11.97}$$

Relacija (11.97) jednadžba je Rayleighovih krivulja. Ako se takva krivulja nacrta u i,s-dijagramu za omjer m/A = konst., dobiva se Rayleighova krivulja za isti omjer. Rayleighova krivulja i *Fanno*-krivulja za isti omjer m/A sijeku se u dvije

točke, A i B (sl. 11.36). Točka A odgovara stanju prije kompresijskog udara, a točka B nakon njega. U točki A brzina je strujanja veća (sl. 11.27), a u točki B manja od brzine zvuka (sl. 11.26). Tlak za stanje u točki A manji je od tlaka u točki B. Prijelazom iz A u B povećava se entropija. Nasuprot tome, nije moguć ekspanzijski udar, npr. prijelaz od stanja B u A, jer bi se tad smanjila entropija, što je u suprotnosti s drugim glavnim stavkom termodinamike.



Sl. 11.36. Prikaz kompresijskog udara pomoću sjecišta Rayleighove i *Fanno*-krivulje

Prema tome u točki c (sl. 11.34) pojavljuje se kompresijski udar, pa tlak naraste do onoga koji odgovara točki d. U tom presjeku (točke c i d) brzina strujanja naglo se smanjuje, pa je konačno manja od brzine zvuka. Tad su stvoreni uvjeti za usporeno strujanje uz istodobni porast tlaka do vrijednosti p' (točka e).

Tlak p_u nakon kompresijskog udara nalazi se na krivulji z–f. Što je tlak u prostoru iza sapnice niži, to će kompresijski udar biti bliže izlaznom presjeku. Ako je tlak u prostoru iza sapnice niži od tlaka koji odgovara točki f, struja će se odvojiti od stijenki sapnice.

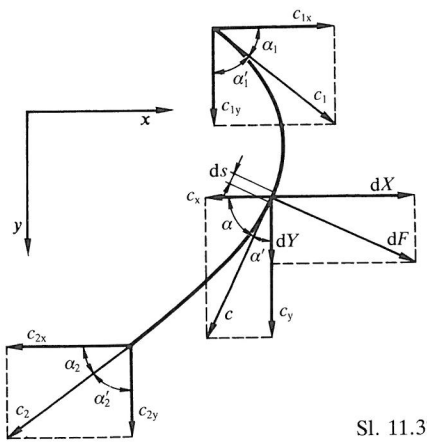
Konačno, kad je tlak u prostoru iza sapnice p' upravo jednak konstrukcijskom tlaku p_2, struja se ne odvaja od stijenki. To vrijedi i kad je $p' < p_2$. Tada, naime, na izlaznom presjeku sapnice vlada tlak p_2, a dalja ekspanzija do tlaka p' nastaje izvan sapnice kao nepovratljiv proces.

7. Strujanje kroz okretno lopatično kolo

7.1. Tlak strujanja na nepomičnu lopaticu

Pošto je u sapnici ekspandirao plin ili para i na izlazu postigao stanovitu brzinu ovisnu o razlici entalpija i o prilikama u sapnici, dovodi se među lopatice okretnog kola (rotora). Lopatice skreću čestice mase plina ili pare, pa zbog tog skretanja nastaju centrifugalne sile i one tlače na plohu koja određuje put čestica. Tako se kinetička energija čestica koje struje pretvara u mehaničku energiju.

Na sl. 11.37. nacrtana je zakrivljena ploha nepomične lopatice. Po toj plohi klizi element mase $\mathrm{d}M$ jednolikom brzinom c. Element tlači na plohu lopatice centrifugalnom silom $\mathrm{d}F$, koja je posljedica njegova skretanja iz smjera gibanja.



Sl. 11.37. Brzine strujanja i sile tlaka na nepomičnu lopaticu

Sila $\mathrm{d}F$ djeluje uvijek okomito na zakrivljenu plohu, a njezin se smjer neprestano mijenja zbog zakrivljenosti plohe lopatice. Sila $\mathrm{d}F$ može se rastaviti na međusobno okomite komponente $\mathrm{d}X$ i $\mathrm{d}Y$ (sl. 11.37). Element je mase $\mathrm{d}M$ na elementu plohe

ds. Masa nastoji zadržati smjer strujanja, ali to sprečava stijenka lopatice. Brzina c ostaje, prema pretpostavci, po apsolutnoj vrijednosti konstantna, ali se ipak mijenjaju komponente brzina u smjeru koordinatnih osi (c_x, c_y). U smjerovima x, y mijenja se, dakle, brzina, ubrzava se ili usporava element mase dM. Tim promjenama brzina odgovaraju sile $-dX$ i $-dY$, koje su komponente centripetalne sile $-dF$. Te su sile po iznosu jednake silama ucrtanima na sl. 11.37, samo su suprotnog smjera.

Pretpostavlja se da element mase dM prijeđe u vremenu dt put ds i da se u tom vremenu promijene komponente brzina za dc_x i dc_y. Prema tome pojavljuje se ubrzanje ili usporenje dc_x/dt i dc_y/dt, pa će komponente sile $-dF$ biti

$$-dX = dM \frac{dc_x}{dt} \tag{11.98a}$$

$$-dY = dM \frac{dc_y}{dt} \tag{11.98b}$$

Zamišlja se, dalje, da mlaz plina ili pare struji uz nepomičnu lopaticu konstantnom brzinom c, razdijeljen na elemente duljine ds. Svaki takav element mlaza prenosi na lopaticu sile dX i dY. Strujanje je stacionarno jer kroz svaki presjek protječe jednaka masa plina ili pare m (kg/s). Prema tome, u vremenu dt proteče masa

$$dM = m\,dt \tag{11.99}$$

pa se (11.98) može napisati u obliku

$$-dX = m\,dc_x \tag{11.100a}$$

$$-dY = m\,dc_y \tag{11.100b}$$

Ako se komponente brzina izraze pomoću kuta što ga čini brzina c s pozitivnim smjerom apscisne osi, dobiva se

$$c_x = c\cos\alpha \tag{11.101a}$$

$$c_y = c\sin\alpha \tag{11.101b}$$

pa su relacije (11.100):

$$dX = -m\,d(c\cos\alpha) \tag{11.102a}$$

$$dY = -m\,d(c\sin\alpha) \tag{11.102b}$$

Integrirajući izraze (11.102) uzduž cijeloga puta mlaza pare, tj. u granicama od $\alpha = \alpha_1$ do $\alpha = \alpha_2' = \alpha_2 - 180°$, dobiva se

$$X = m\,c\,(\cos\alpha_1 + \cos\alpha_2) \tag{11.103a}$$

$$Y = m\,c\,(\sin\alpha_1 - \sin\alpha_2) \tag{11.103b}$$

Relacije vrijede kad je c = konst. Ako su, međutim, brzine na ulazu c_1 i na izlazu c_2 međusobno različite, a to je većinom tako, relaciju (11.102a) treba integrirati

među granicama $c_1 \cos \alpha_1$ i $c_2 \cos \alpha_2$, a relaciju (11.102b) u granicama $c_1 \sin \alpha_1$ i $c_2 \sin \alpha_2$. Tad je

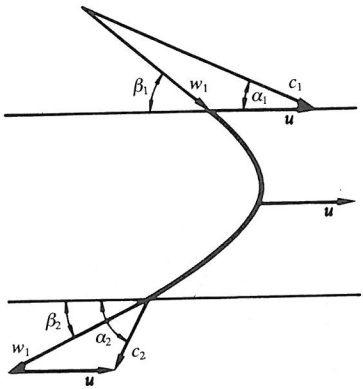
$$X = m\,(c_1 \cos \alpha_1 + c_2 \cos \alpha_2) \tag{11.104a}$$

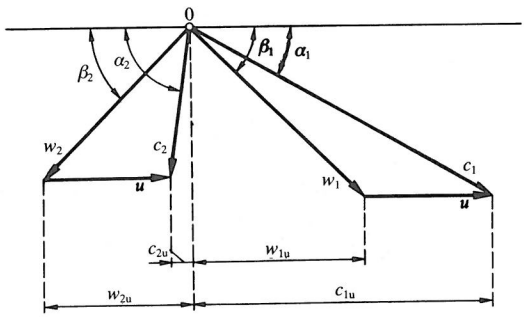
$$Y = m\,(c_1 \sin \alpha_1 - c_2 \sin \alpha_2) \tag{11.104b}$$

7.2. Tlak strujanja na pomičnu lopaticu

Pretpostavlja se da se lopatica giba u smjeru pozitivne apscisne osi brzinom u. Mlaz pare ili plina, koji brzinom c_1 izlazi iz sapnice, struji pod kutom α_1 na niz lopatica na rotoru. Sl. 11.38. prikazuje samo jednu od njih.

Budući da se lopatica kreće brzinom u, relativna ulazna brzina w_1 određena je razlikom brzinâ c_1 i u. Tom razlikom određen je smjer relativne brzine definiran kutom β_1. Brzine c_1 i u valja tako odabrati da brzina w_1 ima smjer koji je upravo jednak ulaznom kutu lopatice. Znajući gubitke kinetičke energije tijekom strujanja pare ili plina među pomičnim lopaticama može se, kako će se vidjeti, izračunati vrijednost izlazne brzine w_2, koja je jednakog smjera kao i izlazni element lopatice. Zbrajanjem relativne izlazne brzine w_2 i brzine lopatice u određuje se apsolutna izlazna brzina c_2. Trokuti brzina na ulazu i na izlazu nacrtani su na sl. 11.38. i 11.39.





Sl. 11.39. Trokuti brzina na ulaznom i izlaznom rubu pomične lopatice

Sl. 11.38. Brzine strujanja preko pomične lopatice

Mlaz pare ili plina što struji uz pomičnu lopaticu djeluje na nju silom koja se utvrđuje na isti način kao da je to nepomična lopatica. Dobivaju se već izvedene formule (11.104), samo u njima treba brzine c_1 i c_2 zamijeniti relativnim brzinama w_1 i w_2, a kutove α_1 i α_2 kutovima β_1 i β_2. Na osnovi toga za komponente sile na pomičnu lopaticu vrijedi

$$X = m\,(w_1 \cos \beta_1 + w_2 \cos \beta_2) \tag{11.105a}$$

$$Y = m\,(w_1 \sin \beta_1 - w_2 \sin \beta_2) \tag{11.105b}$$

Mehanička snaga koju preuzima lopatično kolo jednaka je produktu komponente X u smjeru kretanja lopatica i brzine kretanja lopatice u, pa je mehanička snaga

$$P = X u = m u (w_1 \cos \beta_1 + w_2 \cos \beta_2) \tag{11.106}$$

Dimenzija je snage kg $m^2 s^{-3}$ ako je m u kg s^{-1}, a brzina u i w u m s^{-1}. To znači da se snaga dobiva u vatima (2.20).

Izraz (11.106) vrijedi za bilo koji broj lopatica, a m je struja mase što prolazi pored svih lopatica rotora. To, naravno, vrijedi ako sve lopatice imaju jednak oblik i jednake ulazne i izlazne kutove.

Mehanička energija dobivena kad među lopaticama prostruji masa M (kg) pare ili plina izračunava se iz relacije analogne izrazu (11.106):

$$W = M u (w_1 \cos \beta_1 + w_2 \cos \beta_2) \tag{11.107}$$

Dimenzija je energije kg $m^2 s^{-2}$ uz već spomenute dimenzije mase i brzina. Riječ je, dakle, o energiji u Ws (2.21).

7.3. Stupanj djelovanja transformacije kinetičke energije u mehaničku

Para ili plin struji među lopatice brzinom c_1, a izlazi brzinom c_2. Prema tome masa pare M ima na ulazu kinetičku energiju

$$W_1 = M \frac{c_1^2}{2} \tag{11.108}$$

a na izlazu kinetičku energiju

$$W_2 = M \frac{c_2^2}{2} \tag{11.109}$$

Pretpostavi li se da tijekom strujanja među lopaticama nema gubitaka, razlika kinetičkih energija na ulazu i na izlazu dio je kinetičke energije koji se transformira u mehaničku energiju. Prema tome stupanj djelovanja transformacije kinetičke energije u mehaničku izražava relacija

$$\eta_k = \frac{W_1 - W_2}{W_1} = 1 - \left(\frac{c_2}{c_1}\right)^2 \tag{11.110}$$

Omjer apsolutnih brzina c_2/c_1 određuje se pomoću trokuta brzina (sl. 11.40). Ako se, naime, postavi da je $\beta_1 = \beta_2$, što se normalno izvodi, i da je $w_1 = w_2$, što vrijedi za strujanje bez gubitaka, pa se trokut na izlazu zakrene tako da relativne brzine w_1 i w_2 padnu zajedno, nastaje trokut OAB, pomoću kojeg se izračunava vrijednost omjera c_2/c_1. Po kosinusovu poučku može se za trokut OAB postaviti

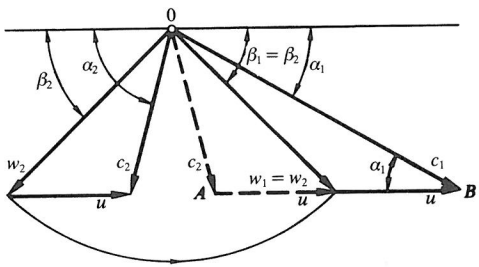
$$c_2^2 = c_1^2 + 4u^2 - 4c_1 u \cos \alpha_1 \tag{11.111}$$

jer je stranica AB jednaka dvostrukoj vrijednosti brzine kretanja lopatice. Nakon dijeljenja sa c_1^2 dobiva se

$$\left(\frac{c_2}{c_1}\right)^2 = 1 + 4\left(\frac{u}{c_1}\right)^2 - 4\frac{u}{c_1}\cos\alpha_1 \tag{11.112}$$

pa će, kad se uvrsti u (11.110), biti

$$\eta_k = 4\frac{u}{c_1}\left(\cos\alpha_1 - \frac{u}{c_1}\right) \tag{11.113}$$



Sl. 11.40. Trokuti brzina za $w_1 = w_2$ i $\beta_1 = \beta_2$

Za odabrani kut α_1, kojim je određen i kut β_1, stupanj je djelovanja funkcija samo omjera brzina u/c_1. Derivirajući izraz (11.113) po omjeru u/c_1 i izjednačivši derivaciju s nulom, dobiva se uvjet da se postigne maksimalan stupanj djelovanja. On se postiže kad je

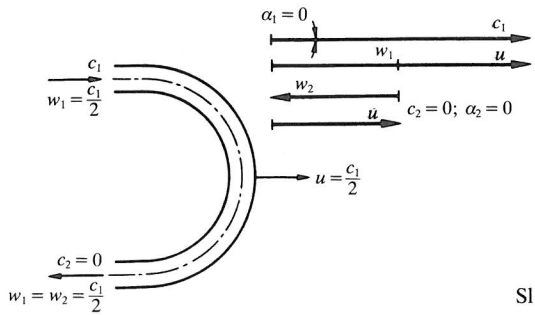
$$\frac{u}{c_1} = \frac{1}{2}\cos\alpha_1 \tag{11.114}$$

pa je

$$\eta_{k\,max} = \cos^2\alpha_1 \tag{11.115}$$

Smanjuje li se ulazni kut α_1, raste dakle stupanj djelovanja transformacije, a maksimalna vrijednost $\eta_{k\,max}$ postiže se kad je $\alpha_1 = 0$ jer je tada $\cos\alpha_1 = 1$, pa je $\eta_{k\,max} = 1$.

Na sl. 11.41. oblik je lopatice za $\alpha_1 = 0$. Trokuti brzina prelaze u pravce, a izlazna je brzina $c_2 = 0$. Već podatak o izlaznoj brzini – prema (11.110) – pokazuje da je stupanj djelovanja $\eta_k = 1$.



Sl. 11.41. Oblik lopatice i brzine kad je $\eta_{max} = 1$

Dakako, tu mora biti ispunjen uvjet (11.114). Ako je, naime, $u = 0$, mehanička će energija prema (11.107) biti jednaka nuli. To vrijedi i za stupanj djelovanja (11.113). Druga je krajnost kad je $u = c_1$. Tada će i uz najveću vrijednost cos α_1 (cos $\alpha_1 = 1$) stupanj djelovanja (11.113) postati jednak nuli.

7.4. Gubici pri transformaciji kinetičke energije u mehaničku

Gubitke strujanja pri transformaciji kinetičke energije u mehaničku može se podijeliti u tri dijela: gubici u dovodu (sapnice, privodno kolo), gubici u okretnom (lopatičnom) kolu i gubici na izlazu.

Gubici u dovodu izračunavaju se pomoću koeficijenta brzine φ, koji je definiran relacijom (11.30), tj. omjerom između stvarne brzine na izlazu iz sapnice (privodnog kola) i brzine bez trenja. Brzina na izlazu iz sapnice bez trenja iznosi

$$c_{10} = \sqrt{2\,(i_1 - i_2')} \tag{11.116}$$

Tu je i_1 entalpija na ulazu u sapnicu, a i_2' entalpija na kraju adijabatske ekspanzije. U (11.116) zanemarena je ulazna brzina u sapnicu, što je moguće jer je normalno brzina na ulazu vrlo mala prema brzini c_{10}. Stvarna brzina c_1 izračunava se također pomoću (11.116) ako se umjesto i_2' uvrsti i_2, kolika je entalpija na kraju stvarne ekspanzije u sapnici. Koeficijent brzine u privodnom kolu bit će

$$\varphi = \frac{c_1}{c_{10}} \tag{11.117}$$

Zbog trenja u sapnici na izlazu se postiže manja brzina ($c_1 < c_{10}$), pa se gubici u sapnici određuju kao gubitak kinetičke energije pomoću relacije

$$z_1 = \frac{c_{10}^2}{2} - \frac{c_1^2}{2} = \frac{c_{10}^2}{2}(1 - \varphi^2) \tag{11.118}$$

Gubici u dovodu proporcionalni su površini a – 2′ – 2 – b u T,s-dijagramu na sl. 11.42. i dužini z_1 u i,s-dijagramu (sl. 11.43).

Gubici u privodnom kolu posljedica su trenja plina ili pare o stijenke privodnog kola, pa ovise o njihovoj obradi. Vrijednost koeficijenta brzine u privodnom kolu φ iznosi od 0,94 do 0,97.

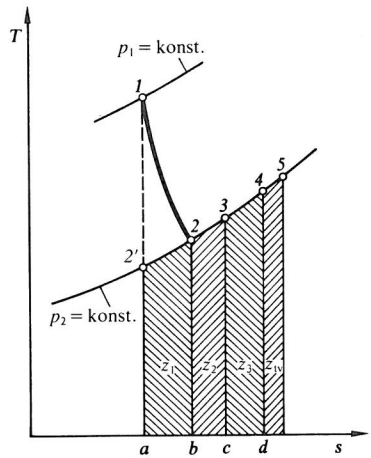
Gubici u okretnom kolu mogu se definirati na sličan način. Ako se, naime, omjer relativnih brzina w_1 i w_2 definira relacijom

$$\psi = \frac{w_2}{w_1} \tag{11.119}$$

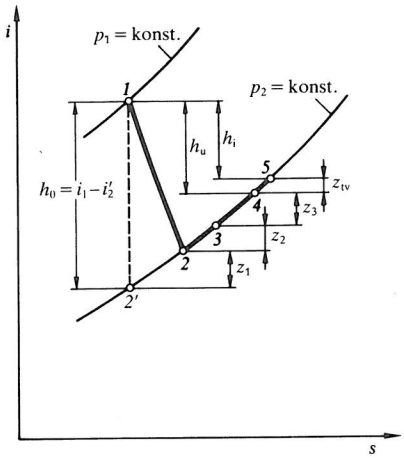
gdje je ψ koeficijent brzine u okretnom kolu, gubici se u okretnom kolu dobivaju iz izraza

$$z_2 = \frac{w_1^2}{2} - \frac{w_2^2}{2} = \frac{w_1^2}{2}(1 - \psi^2) \tag{11.120}$$

Gubici u okretnom kolu proporcionalni su površini b – 2 – 3 – c u T,s-dijagramu na sl. 11.42. i dužini z_2 u i,s-dijagramu na sl. 11.43.

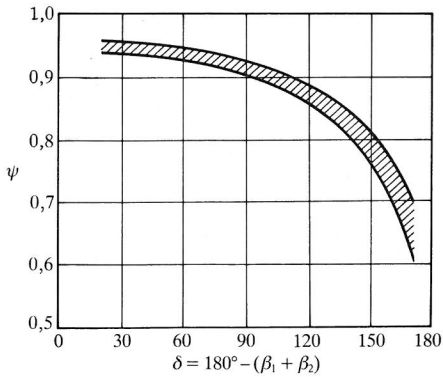


Sl. 11.42. Strujanje u privodnom i okretnom kolu; prikaz u T,s-dijagramu



Sl. 11.43. Strujanje u privodnom i okretnom kolu; prikaz u i,s-dijagramu

Gubici u okretnom kolu ne nastaju samo zbog trenja o stijenke nego i zbog drugih pojava. Udar mlaza djelatne tvari na ulazni brid pomične lopatice izaziva gubitke koji su to veći što je ulazni brid širi. Gubici zbog skretanja mlaza nastaju stoga što strujnice u zakrivljenju prevaljuju putove različite duljine, pa je to uzrok unutrašnjem trenju među strujnicama. Gubici zbog skretanja ovise o kutu skretanja $\delta = 180° - (\beta_1 + \beta_2)$, pa se oni s porastom kuta δ, i sa smanjenjem kutova β_1 i β_2, naglo povećavaju, i ako su ti kutovi mali, postaju znatno veći od svih gubitaka u okretnom kolu. Osim toga, pojavljuju se vrtložni gubici i gubici zbog djelomičnog privoda djelatne tvari okretnom kolu. Na sl. 11.44. prikazana je ovisnost koeficijenta brzine ψ u okretnom kolu o kutu skretanja.



Sl. 11.44. Područje vrijednosti koeficijenta brzine u okretnom kolu ovisno o kutu skretanja

Gubici na izlazu iz okretnog kola upravo su jednaki kinetičkoj energiji pare i plina na izlazu iz okretnog kola, pa je

$$z_3 = \frac{c_2^2}{2} \tag{11.121}$$

Oni su proporcionalni površini e – 3 – 4 – d u T,d-dijagramu i dužini z_3 u i,s-dijagramu.

Da bi se potpunije odredilo stanje na izlazu iz okretnog kola, navedenim se gubicima dodaju još gubici zbog trenja i ventilacije, koji su posljedice otpora na koji nailazi okretno kolo kad se kreće u prostoru ispunjenome parom ili plinom. Okretanjem rotora okreće se i djelatna tvar koja je između okretnog kola i kućišta. Kutna brzina rotacije djelatne tvari manja je od brzine okretnog kola i opada sve više što je bliže nepomičnoj stijenci kućišta. Gubici zbog ventilacije nastaju pogotovo kad se djelatna tvar privodi dijelu lopatica na okretnom kolu. Tada dio okretnog kola kojemu se ne dovodi djelatna tvar odbacuje čestice zbog centrifugalne sile. Korisna se snaga okretnog kola stoga smanjuje jer se dio energije troši na trenje i ventilaciju. Gubici zbog trenja i ventilacije veći su u području visokih tlakova jer je tu veća gustoća djelatne tvari, a mogu se zanemariti u području niskih tlakova. Ti gubici proporcionalni su trećoj potenciji obodne brzine u i kvadratu promjera okretnog kola.

Gubici nastali trenjem i ventilacijom z_{tv} pretvaraju se u toplinu, povećavaju entalpiju djelatne tvari i, prema tome, utječu na stanje na izlazu iz okretnog kola. Oni su proporcionalni površini d – 4 – 5 – e u T,s-dijagramu (sl. 11.42) i dužini z_{tv} u i,s-dijagramu (sl. 11.43).

Pomoću gubitaka zbog trenja i ventilacije z_{tv} definira se koeficijent gubitaka nastalih trenjem i ventilacijom

$$\zeta_{tv} = \frac{z_{tv}}{i_1 - i_2'} \tag{11.122}$$

gdje su i_1 i i_2' entalpije stanja 1 i 2′ na sl. 11.43. Pošavši od izraza (11.116) i (11.117), za (11.122) dobiva se

$$\zeta_{tv} = 2\varphi^2 \frac{z_{tv}}{c_1^2} \tag{11.123}$$

Pomoću gubitaka z_1, z_2 i z_3 određen je pad entalpije h_u na obodu okretnog kola (sl. 11.43), a na osnovi njega i stupanj djelovanja η_u na obodu kola. Pad entalpije na obodu kola bit će

$$h_u = i_1 - i_2' - (z_1 + z_2 + z_3) \tag{11.124}$$

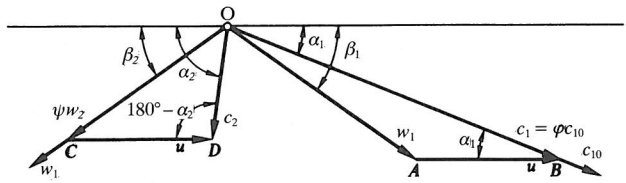
Zamjenjujući izraz za adijabatsku ekspanziju brzinom c_{10} prema (11.116), a gubitke relacijama (11.118), (11.119) i (11.120), dobiva se

$$h_u = \frac{c_{10}^2}{2} - \frac{c_{10}^2 - c_1^2}{2} - \frac{w_1^2 - w_2^2}{2} - \frac{c_2^2}{2} = \frac{1}{2}[(c_1^2 - c_2^2) - (w_1^2 - w_2^2)] \tag{11.125}$$

Iz trokuta brzina OAB i OCD (sl. 11.45), a na osnovi kosinusova poučka, izračunavaju se vrijednosti relativnih brzina

$$w_1^2 = c_1^2 + u^2 - 2c_1 u \cos \alpha_1 \tag{11.126a}$$

$$w_2^2 = c_2^2 + u^2 + 2c_2 u \cos \alpha_2 \tag{11.126b}$$



Sl. 11.45. Trokuti brzina kad se uračunaju gubici u privodnom i okretnom kolu

Ako se od (11.126a) odbije jednadžba (11.126b), dobiva se

$$w_1^2 - w_2^2 = c_1^2 - c_2^2 - 2u\,(c_1 \cos \alpha_1 + c_2 \cos \alpha_2) \tag{11.127}$$

pa će nakon uvrštavanja u (11.125) biti

$$h_u = u\,(c_1 \cos \alpha_1 + c_2 \cos \alpha_2) \tag{11.128}$$

Iz trokuta brzina na izlazu postavlja se jednakost

$$c_2 \cos \alpha_2 = w_2 \cos \beta_2 - u \tag{11.129}$$

pa se, polazeći od (11.119) i nakon proširenja brojnika i nazivnika sa $\cos \beta_1$, dobiva

$$c_2 \cos \alpha_2 = \psi\, w_1 \cos \beta_1 \frac{\cos \beta_2}{\cos \beta_1} - u \tag{11.130}$$

Iz trokuta brzina na ulazu (sl. 11.45) izlazi

$$w_1 \cos \beta_1 = c_1 \cos \alpha_1 - u \tag{11.131}$$

i nakon što se uvrsti u (11.130) bit će

$$c_2 \cos \alpha_2 = \psi\,(c_1 \cos \alpha_1 - u) \frac{\cos \beta_2}{\cos \beta_1} - u \tag{11.132}$$

Po uvrštavanju u (11.128) nastaje izraz za pad entalpije na obodu

$$h_u = u\,(c_1 \cos \alpha_1 - u)\left(1 + \psi \frac{\cos \beta_2}{\cos \beta_1}\right) \tag{11.133}$$

Stupanj djelovanja na obodu okretnog kola definiran je relacijom

$$\eta_u = \frac{h_u}{i_1 - i_2'} = 2\varphi^2 \frac{h_u}{c_1^2} \tag{11.134}$$

koja se dobiva ako se prihvate odnosi (11.116) i (11.117). Uvrsti li se zatim vrijednost za h_u iz (11.133), bit će

$$\eta_u = 2\varphi^2 \frac{u}{c_1}\left(\cos\alpha_1 - \frac{u}{c_1}\right)\left(1 + \psi\frac{\cos\beta_2}{\cos\beta_1}\right) \tag{11.135}$$

Stupanj djelovanja na obodu kola η_u prelazi u stupanj djelovanja transformacije kinetičke energije u mehaničku energiju η_k kad je $\varphi = 1$ i $\psi = 1$, te kad su kutovi β_1 i β_2 međusobno jednaki, što se, normalno, i izvodi.

Maksimalni stupanj djelovanja na obodu postiže se, uz $\beta_1 = \beta_2$, ako je zadovoljena jednadžba (11.114), pa je

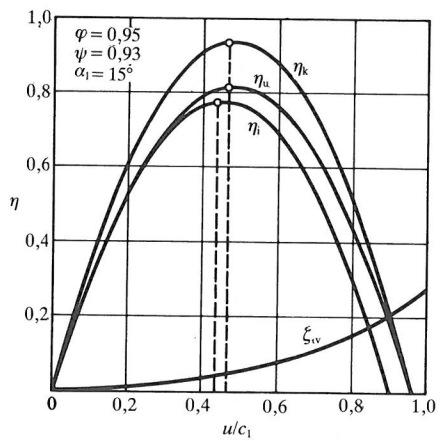
$$\eta_{u\,max} = \frac{1}{2}\varphi^2(1 + \psi)\cos^2\alpha_1 \tag{11.136}$$

Unesu li se i gubici zbog trenja i ventilacije z_{tv}, a pomoću koeficijenta gubitaka nastalih trenjem i ventilacijom ζ_{tv} (11.123), unutrašnji je pad entalpije (sl. 11.43)

$$h_i = i_1 - i_2' - (z_1 + z_2 + z_3 + z_{tv}) = h_u - z_{tv} \tag{11.137}$$

a unutrašnji stupanj djelovanja

$$\eta_i = \frac{h_i}{i_1 - i_2'} = \eta_u - \zeta_{tv} \tag{11.138}$$



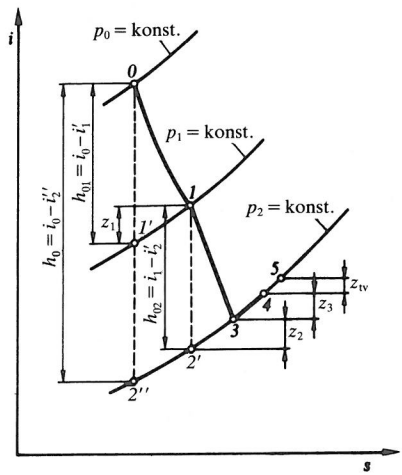
Sl. 11.46. Primjer ovisnosti stupnjeva djelovanja η_k (11.113), η_u (11.135) i η_i (11.138) o omjeru brzina u/c_1

Na sl. 11.46. primjer je ovisnosti stupnja djelovanja transformacije kinetičke energije u mehaničku energiju η_k (11.113), stupnja djelovanja na obodu okretnog kola η_u (11.135) i unutrašnjeg stupnja djelovanja η_i (11.138) o omjeru brzina u/c_1. Maksimalna vrijednost stupnjeva djelovanja η_k i η_u postiže se uz omjer u/c_1 prema (11.114), a najveća vrijednost unutrašnjeg stupnja djelovanja za nešto manji omjer u/c_1.

7.5. Ekspanzija u okretnom kolu

Dosad je razmatrana ekspanzija djelatne tvari samo u privodnom kolu, dakle kad je na ulazu u okretno kolo tlak jednak kao i na izlazu iz njega. Moguće je, međutim, pogodnim izborom oblika sapnica i lopatica ostvariti djelomičnu ekspanziju u privodnome, a ostalu ekspanziju u okretnom kolu.

Promatrat će se prilike kad djelatna tvar u privodnom kolu ekspandira između tlakova p_0 i p_1, a u okretnom kolu između tlakova p_1 i p_2 (sl. 11.47).



Sl. 11.47. Strujanje s ekspanzijom u privodnom i okretnom kolu; prikaz u i,s-dijagramu

Uzevši oznake sa sl. 11.47, brzina na izlazu iz privodnog kola, izostave li se gubici, iznosi

$$c_{10} = \sqrt{2\,(i_0 - i_1')} = \sqrt{2\,h_{01}} \tag{11.139}$$

Stvarna brzina c_1 na izlazu iz privodnog kola izračunava se pomoću koeficijenta φ, prema (11.117), a gubici u privodnom kolu z_1 prema (11.118). Relativna brzina na ulazu u okretno kolo određuje se iz trokuta brzina (sl. 11.45).

Pritom izlazna brzina iz okretnog kola w_2, međutim, ne ovisi samo o brzini djelatne tvari na ulazu u okretno kolo nego i o padu entalpije $h_{02} = i_1 - i_2'$ između tlakova p_1 i p_2. Dakle izlazna će brzina iz okretnog kola, zanemare li se gubici, biti

$$w_{20} = \sqrt{2\,(i_1 - i_2') + w_1^2} = \sqrt{2h_{02} + w_1^2} \tag{11.140}$$

a stvarna se relativna brzina w_2 izračunava pomoću koeficijenta brzine ψ u okretnom kolu (11.120), pa je

$$w_2 = \psi\, w_{20} \tag{11.141}$$

Gubici su u okretnom kolu

$$z_2 = \frac{w_{20}^2}{2}(1 - \psi^2) \tag{11.142}$$

Na osnovi trokuta brzina (sl. 11.45) naći će se brzina c_2 na izlazu iz okretnog kola, a pomoću nje gubici z_3 (11.121).

Također se, uz pomoć trokuta brzina (sl. 11.45), a prema (11.128), izračunava pad entalpije na obodu okretnog kola h_u, a stupanj je djelovanja omjer h_u i h_0, gdje je h_0 pad entalpije po adijabati od stanja 0 do stanja 2″ na sl. 11.47.

Omjer između pada entalpije u okretnom kolu h_{02} i ukupnog pada entalpije h_0 naziva se stupnjem reakcije. Najčešće se odabire takva podjela padova topline da je stupanj reakcije 1/2. Uz takvu njegovu vrijednost optimalni se stupanj djelovanja na obodu kola postiže kad je omjer obodne brzine i brzine na izlazu iz statora u/c jednak $1/\sqrt{2}$.

8. Raketni strojevi

8.1. Uvodna napomena

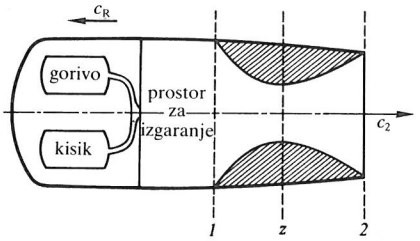
Za pogon reaktivnih strojeva iskorištava se reaktivni učinak istjecanja djelatne tvari iz sapnice. Gorivo izgara pod tlakom u zraku, kisiku ili nosiocu kisika. Plinovi izgaranja struje kroz sapnicu velikom brzinom i potiskuju napravu u smjeru suprotnome istjecanju plinova izgaranja.

Dvije su vrste reaktivnih strojeva: raketni motori (ili rakete) i zračni reaktivni motori. Kisik za izgaranje u raketnom motoru u samoj je napravi, a kisik za izgaranje u zračnome reaktivnom motoru uzima se iz okolnog zraka.

8.2. Raketni motor

Raketni motor nosi sa sobom i gorivo i kisik. Oni mogu biti u tekućem i krutom agregatnom stanju. Kad su gorivo i kisik tekući, u odvojenim su rezervoarima iz kojih se dovode u povoljnom omjeru u prostor za izgaranje. Ako je gorivo kruto, ono već sadrži u sebi potreban kisik. Valja napomenuti da kao gorivi proces u raketama može poslužiti ne samo oksidacija goriva nego je moguće upotrijebiti i druge kemijske procese pri kojima se oslobađa toplina (egzotermičke reakcije), npr. spajanje s fluorom. Zbog toga što raketni motor nosi sa sobom i gorivo i kisik (ili druge spojeve koji omogućuju proces »izgaranja«), pogodan je za upotrebu u prostoru gdje je zrak rijedak ili ga uopće nema (lansiranje umjetnih Zemljinih satelita i uređaja za interplanetarne letove, pogon raketa velikog dometa i sl.).

Raketni se motor sastoji od prostora za gorivo, prostora za izgaranje i od Lavalove sapnice (sl. 11.48). U prostoru za izgaranje vladaju vrlo visoke temperature (reda veličine 3 000 K). Kad bi se željelo analizirati promjene stanja pri izgaranju i za vrijeme ekspanzije, bilo bi potrebno uračunati i ovisnost specifične topline o temperaturi (4.2. petog poglavlja) i utjecaj disocijacije (toč. 5. sedmog poglavlja). Takvi su proračuni komplicirani, ali izvedivi. Za razumijevanje rada raketnog motora, međutim, dovoljno je računati pomoću izraza koji vrijede za idealne plinove i za strujanje bez trenja. U presjeku 1 (sl. 11.48) na kraju prostora



Sl. 11.48. Skica raketnog motora na tekuće gorivo

izgaranja proces izgaranja (ili odgovarajuća reakcija) već je dovršen, pa plinovi struje kroz Lavalovu sapnicu. Brzina se strujanjem kroz sapnicu povećava, a ona bi bila maksimalna c_{max} (11.58) kad bi tlak p_0 u prostoru iza sapnice bio jednak nuli ($p_0 = 0$). Osim toga, da se postigne tolika brzina na izlazu, morala bi površina presjeka na kraju sapnice biti neizmjerno velika prema (11.71). Tad je, naime, $p/p_1 = p_0/p_1$, pa je $\Psi = 0$ prema (11.69). Budući da je površina izlaznog presjeka A_2 konačna, tu će vladati tlak $p_2 > p_0$, pa će plinovi izgaranja nakon izlaska iz raketnog motora ekspandirati od tlaka p_2 do tlaka p_0 (6.5. ovog poglavlja). Naravno da ni tlak p_0 u prostoru iza sapnice nije jednak nuli.

Uz tlak p_2 na izlazu iz sapnice i tlak p_1 u prostoru za izgaranje, brzina c_{20} plinova izgaranja na izlazu iz sapnice određena je relacijom (11.57) pa je

$$c_{20} = \sqrt{\frac{2\varkappa}{\varkappa - 1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\varkappa - 1}{\varkappa}}\right]} \tag{11.143}$$

Sila reakcije F_{p0} uz izlaznu brzinu c_{20} proporcionalna je struji mase m (kg/s) koja istječe iz sapnice, dakle

$$|F_{p0}| = m\, c_{20} \tag{11.144}$$

Označena je apsolutna vrijednost sile jer sila ima smjer suprotan brzini na izlazu iz sapnice.

Stvarna brzina na izlazu iz sapnice c_2 manja je od brzine c_{20} zbog trenja u sapnici. Budući da tlak p_0 vlada u cijelom prostoru oko rakete, a na izlazu iz sapnice tlak p_2, razlika tlakova na površinu A_2 djeluje u smjeru sile reakcije. Stoga je stvarna sila reakcije

$$|F_p| = m\, c_2 + (p_2 - p_0)\, A_2 \tag{11.145}$$

Omjerom sila reakcije F_p i F_{p0} definiran je reakcijski omjer ξ_i raketnog motora, koji iznosi

$$\xi_i = \frac{|F_p|}{|F_{p0}|} = \frac{c_2 + (p_2 - p_0)\, a_2}{c_{20}} \tag{11.146}$$

gdje je $a_2 = A_2/m$ specifični presjek na izlazu iz sapnice. Reakcijski je omjer za veće raketne motore između 0,55 i 0,65. Izostavi li se drugi član u jednadžbi (11.145), što je moguće jer je on znatno manji od prvoga zato što brzine na izlazu dosežu visoke vrijednosti, može se unutrašnji stupanj djelovanja definirati kao

omjer kinetičkih energija plinova izgaranja uz brzine c_{20} i c_2. Tad je unutrašnji stupanj djelovanja

$$\eta_i = \frac{c_2^2}{c_{20}^2} \approx \xi_i^2 \tag{11.147}$$

Njegova je vrijednost od 0,30 do 0,42.

Korisna snaga raketnog pogona jednaka je produktu sile reakcije F_p i brzine rakete c_R:

$$P_R = F_p c_R \tag{11.148}$$

a raspoloživa snaga P_0 jednaka je zbroju korisne snage P_R i kinetičke energije plinova izgaranja na izlazu iz sapnice uključujući i brzinu kretanja rakete. Tada se, naime, mora računati s razlikom brzine na izlazu iz sapnice c_R i brzine plinova izgaranja c_2, pa je

$$P_0 = F_p c_R + \frac{1}{2} m (c_2 - c_R)^2 \tag{11.149}$$

U (11.148) i (11.149) valja uvrstiti apsolutnu vrijednost F_p. Omjer P_R i P_0 daje stupanj djelovanja propulzije

$$\eta_p = \frac{P_R}{P_0} = \frac{F_p c_R}{F_p c_R + \frac{1}{2} m (c_2 - c_R)^2} \tag{11.150}$$

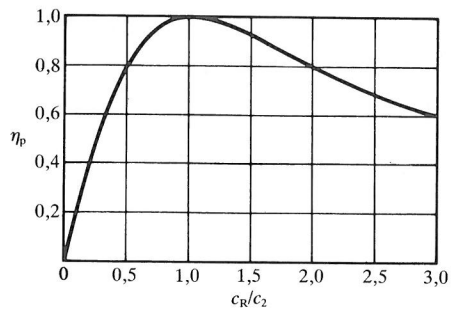
Izostavi li se drugi član u relaciji za F_p (11.145), dobiva se za stupanj djelovanja propulzije

$$\eta_p = \frac{2 \frac{c_R}{c_2}}{1 + \left(\frac{c_R}{c_2}\right)^2} \tag{11.151}$$

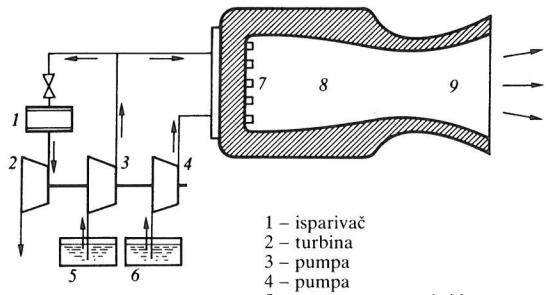
Stupanj djelovanja propulzije mjera je iskorištenja energije mlaza iz sapnice za raketni pogon. On ovisi o omjeru brzine rakete c_R i brzine istjecanja c_2 plinova izgaranja iz sapnice. Maksimalni stupanj djelovanja propulzije postiže se (sl. 11.49) kad je $c_R = c_2$ jer se pritom sva energija mlaza iskorištava za pogon rakete. Tad je, naime, $\eta_p = 1$. To znači da se energija najbolje iskorištava kad raketa putuje točno onom brzinom koju imaju plinovi na izlazu iz sapnice. U svim drugim slučajevima dio energije mlaza ostaje neiskorišten.

Ukupni stupanj djelovanja raketnog motora jednak je produktu unutrašnjeg stupnja djelovanja η_i (11.147) i stupnja djelovanja propulzije η_p (11.151).

Na sl. 11.50. primjer je praktične izvedbe raketnog motora upotrijebljenoga za pogon aviona Me-163. Gorivo je metanol, a nosilac kisika vodikov superoksid (H_2O_2). Pumpe za gorivo i superoksid pokreće mala parna turbina, kroz koju struji para vodikova superoksida. Potrebna mala količina superoksida uzima se iz spremnika i vodi u isparivač (posuda s kalij-permanganatom kao katalizatorom). Obje tekućine dovode se u sapnice za uštrcavanje u komori za izgaranje, gdje se metanol pali bez posebnog uređaja. Maksimalna je temperatura izgaranja 1 800 °C.



Sl. 11.49. Stupanj djelovanja propulzije raketnog motora ovisno o omjeru brzine rakete c_R i brzine plinova c_2



1 – isparivač
2 – turbina
3 – pumpa
4 – pumpa
5 – rezervoar superoksida
6 – rezervoar metanola
7 – sapnice za ubrizgavanje
8 – komora za izgaranje
9 – Lavalova sapnica

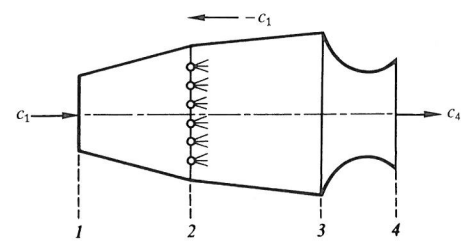
Sl. 11.50. Shematski prikaz izvedbe raketnog motora za avion Me-163

Avion Me-163 postiže visinu od 9 000 m za 2,5 min, a visinu od 12 000 m u 3 min. Brzina je plinova izgaranja na izlazu iz Lavalove sapnice od 1 800 do 2 000 m/s.

Za pogon rakete V2, dalekometne bombe u drugome svjetskom ratu, upotrebljavao se alkohol i tekući kisik. Stvarna brzina plinova izgaranja na izlazu iznosila je 2 100 m/s, a teorijska oko 4 000 m/s.

8.3. Zračni reaktivni motor

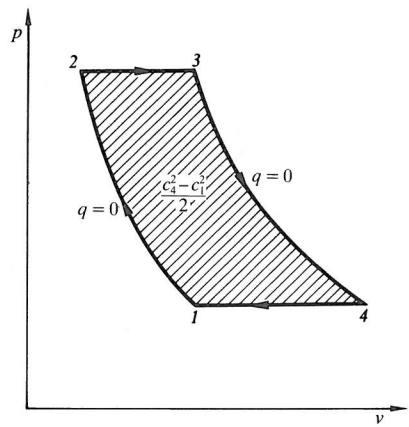
Zrak potreban za izgaranje u zračnome reaktivnom motoru dovodi se iz okoline. Na sl. 11.51. skica je takva motora. On se kreće kroz zrak brzinom c_1, kojom i



Sl. 11.51. Skica zračnog reaktivnog motora

zrak ulazi u cijev. Od presjeka 1 do presjeka 2 cijev se širi, brzina se smanjuje, a tlak povećava jer difuzor djeluje kao kompresor. U presjeku 2 ubrizgava se gorivo. U prostoru između presjekâ 2 i 3 gorivo izgara izobarno. Pritom raste volumen i zbog toga je cijev proširena. Od presjeka 3 do presjeka 4 cijev je izvedena kao Lavalova sapnica, u kojoj se brzina povećava do c_4 uz istodobni pad tlaka.

Zanemari li se trenje u difuzoru i u sapnici, može se proces u zračnome reaktivnom motoru prikazati kao Jouleov kružni proces (4.4.3. petog poglavlja). Dijelovi procesa 1–2, 2–3, 3–4 (sl. 11.52) odvijaju se u raketnom motoru. Toplina se odvodi u okolnu atmosferu (stanje 1).



Sl. 11.52. Kružni proces u zračnom reaktivnom motoru; prikaz u p,v-dijagramu

Mehanička energija jednaka je razlici dovedene i odvedene topline, pa je

$$\frac{c_4^2 - c_1^2}{2} = c_p (T_3 - T_2) - c_p (T_4 - T_1) \tag{11.152}$$

jer je mehanička energija jednaka razlici kinetičkih energija na izlazu i na ulazu u cijev, te jer je prvi član na desnoj strani jednak dovedenoj, a drugi odvedenoj toplini. Na osnovi jednadžbe (5.149) termički će stupanj djelovanja biti

$$\eta_t = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} \tag{11.153}$$

Polazeći od toga da se promjene između stanja 1 i 2 te između 3 i 4 zbivaju po adijabatama, mogu se odnosi među temperaturama prikazati tlakovima, analogno relacijama (5.150), pa uzevši relaciju analognu izrazu (5.151), dobiva se za termički stupanj djelovanja

$$\eta_t = 1 - \frac{T_1}{T_2} \tag{11.154}$$

Kao što će se vidjeti, zračni reaktivni motor radi povoljno samo pri velikim brzinama c_1. Budući da je $c_1 > c_2$, bit će c_1^2 znatno veće od c_2^2. Zbog toga se može c_2^2 zanemariti s obzirom na c_1^2, pa za proces u difuzoru (od presjeka 1 do presjeka 2) vrijedi

$$\frac{c_1^2}{2} = i_2 - i_1 = c_p (T_2 - T_1) \tag{11.155}$$

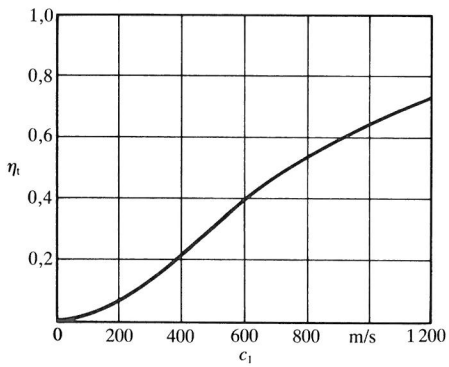
odakle je

$$\frac{T_2}{T_1} = 1 + \frac{c_1^2}{2 c_p T_1} \tag{11.156}$$

Uvrstivši omjer T_1/T_2 iz (11.156) u (11.154), dobiva se

$$\eta_t = \frac{1}{1 + \dfrac{2 c_p T_1}{c_1^2}} \tag{11.157}$$

Na sl. 11.53. predočena je ovisnost termičkog stupnja djelovanja o brzini c_1, za temperaturu zraka $T_1 = 273$ K.



Sl. 11.53. Ovisnost stupnja djelovanja zračnog reaktivnog motora o brzini leta

Sila reakcije jednaka je produktu struje mase m (kg/s) i razlike brzina c_4 i c_1, pa je

$$|F_p| = m (c_4 - c_1) \tag{11.158}$$

Uz brzinu $c_1 = 0$ termički stupanj djelovanja (11.157) također je jednak nuli, stoga je i mehanička energija jednaka nuli. Prema (11.152) tad je i $c_4^2 - c_1^2 = 0$, pa odatle izlazi da je $c_4 = 0$. To znači da zračni reaktivni motor ne može sam krenuti. Pri startu ga neki drugi stroj mora dovesti do neke minimalne brzine c_1 dovoljno visoke da se uspostavi potrebna sila reakcije.

Korisna snaga reaktivnog motora jednaka je produktu sile reakcije (11.158) i brzine kretanja motora c_1, pa je

$$P_R = m (c_4 - c_1) c_1 \tag{11.159}$$

a iskoristiva je snaga jednaka prirastu kinetičke energije

$$P_0 = \frac{1}{2} m (c_4^2 - c_1^2) \tag{11.160}$$

Stupanj djelovanja propulzije iznosi

$$\eta_p = \frac{P_R}{P_0} = \frac{2(c_4 - c_1)c_1}{c_4^2 - c_1^2} = \frac{2}{1 + \frac{c_4}{c_1}} \tag{11.161}$$

Maksimalni stupanj djelovanja postiže se, dakle, kad je $c_4 = c_1$. Taj se odnos brzina, međutim, ne može iskoristiti jer je korisna snaga pritom jednaka nuli.

Stupanj djelovanja propulzije dade se prikazati i pomoću temperatura. Postavi li se da je brzina u presjeku 3 (sl. 11.51) malena u usporedbi s brzinom c_4, može se analogno jednadžbi (11.155) postaviti da je

$$\frac{c_4^2}{2} = i_3 - i_4 = c_p(T_3 - T_4) \tag{11.162}$$

pa se uz pomoć (11.155) i (11.162) određuje omjer brzina koji dolazi u nazivniku izraza za stupanj djelovanja propulzije (11.161). Taj je omjer

$$\frac{c_4}{c_1} = \sqrt{\frac{T_3 - T_4}{T_2 - T_1}} = \sqrt{\frac{T_3}{T_2}} \sqrt{\frac{1 - \frac{T_4}{T_3}}{1 - \frac{T_1}{T_2}}} \tag{11.163}$$

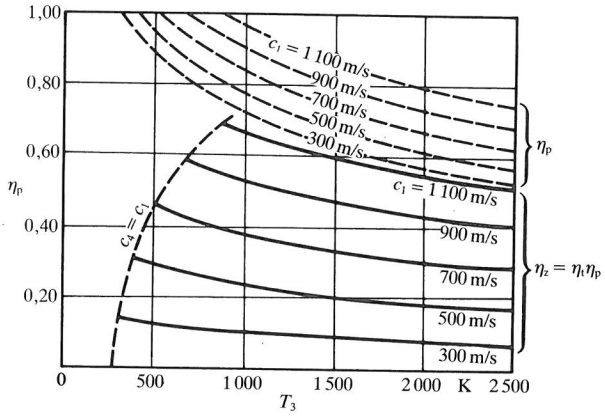
Kad se uzme da omjeri temperatura koji dolaze u drugom dijelu formule (11.163) znače omjere temperatura na kraju i na početku adijabatske ekspanzije (T_4/T_3), odnosno kompresije (T_1/T_2) među istim tlakovima, te da za takve omjere temperatura vrijede izrazi analogni relacijama (5.150), dobiva se za omjer brzina

$$\frac{c_4}{c_1} = \sqrt{\frac{T_3}{T_2}} \tag{11.164}$$

Ako se, dalje, T_2 odredi iz (11.156), pa se omjer brzina iz (11.164) uvrsti u (11.165), stupanj djelovanja propulzije bit će

$$\eta_p = \frac{2}{1 + \sqrt{\frac{T_3}{T_1 + c_1^2/2c_p}}} \tag{11.165}$$

Za određenu brzinu c_1 stupanj djelovanja propulzije funkcija je temperature T_3 jer je T_1 temperatura okoline, koja je praktički konstantna. Na sl. 11.54. prikazana je ovisnost η_p o temperaturi T_3 za $T_1 = 273$ K. Stupanj je djelovanja propulzije to veći što je temperatura T_3 niža, a to će biti postignuto što je veći omjer zraka λ (toč. 5. petog poglavlja) ili što je manja količina goriva po jedinici mase zraka. Pogon uz visok stupanj djelovanja propulzije nije moguć jer se ostvaruju male razlike brzina c_4 i c_1 (11.161), pa bi za veće snage dimenzije cijevi morale biti velike zbog potrebne veće vrijednosti m (velika masa zraka!). S porastom brzine kretanja motora poboljšava se stupanj djelovanja propulzije.



Sl. 11.54. Stupanj djelovanja propulzije (η_p) i stupnja djelovanja zračnog reaktivnog motora (η_z) ovisno o temperaturi izgaranja T_3 i o brzini kretanja motora c_1

Ukupni stupanj djelovanja η_z jednak je produktu termičkog stupnja djelovanja η_t (11.157) i stupnja djelovanja propulzije η_p (11.165). Oba stupnja djelovanja rastu s povećanom brzinom kretanja motora c_1 (sl. 11.54), pa ukupni stupanj djelovanja znatno ovisi o toj brzini. Za relativno male brzine (oko 300 m/s, dakle nešto više od 1 000 km/h) ukupni je stupanj djelovanja oko 0,1. Uračuna li se otpor zraka, stvaranje vrtloga i sl., stvarni je stupanj djelovanja još i niži. Pri većim brzinama stupanj je djelovanja zračnoga reaktivnog stroja znatno bolji (sl. 11.54). Zbog toga on ima praktičnu vrijednost samo pri vrlo velikim brzinama.

DVANAESTO POGLAVLJE

Stapni strojevi

1. Uvodna napomena

Stapni strojevi služe za transformaciju unutrašnje termičke energije u mehaničku. Razlikuju se stapni strojevi s plinovitom djelatnom tvari i stapni strojevi s vodenom parom kao djelatnom tvari. Stapni strojevi s plinovitom djelatnom tvari nazivaju se motorima s unutrašnjim izgaranjem, što znači da gorivo izgara u samom stapnom stroju, pa tako nastali plinovi izgaranja služe kao djelatna tvar. Nasuprot tome, vodena se para proizvodi izvan stapnog stroja, i to izgaranjem goriva u parnom kotlu (osmo poglavlje).

2. Stapni strojevi s plinovitom djelatnom tvari

2.1. Općenito

Stapni strojevi kojima je plin djelatna tvar nazivaju se motorima s unutrašnjim izgaranjem ili eksplozivnim motorima. Za njihov pogon upotrebljavaju se ponajviše tekuća goriva. Dakle nije riječ o strojevima na plinovita goriva, iako se ponekad susrećemo i takva rješenja. Ipak je uvijek plin djelatna tvar u obliku smjese zraka i plinova izgaranja.

Prema vrsti radnog procesa razlikuju se:

a) motori s izgaranjem pri konstantnom volumenu (*Otto*-proces), za koje se goriva smjesa (gorivo i zrak) priprema izvan radnog cilindra, a pali se u njemu električnom iskrom; gorivo su lako hlapljivi naftni derivati (benzin), alkohol i gorivi plinovi (gradski, generatorski, prirodni plin i sl.);

b) motori s izgaranjem pri konstantnom tlaku (dizelski proces), za koje se goriva smjesa stvara u radnom cilindru raspršivanjem goriva u zraku komprimiranom u cilindru, a gorivo se pali bez vanjskog djelovanja zbog visoke temperature komprimirana zraka; gorivo su teži naftni derivati (dizelsko gorivo);

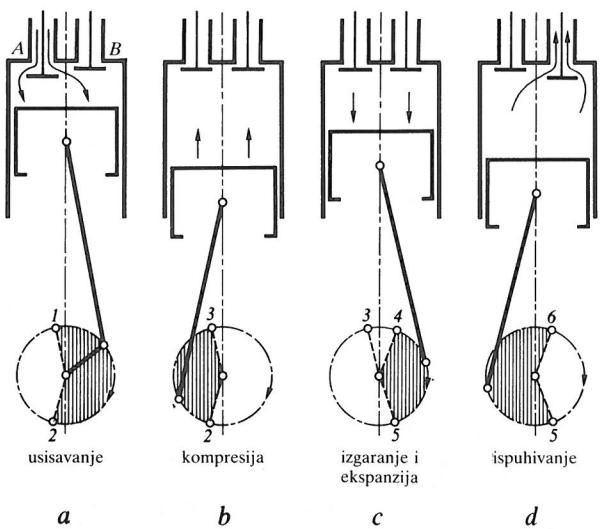
c) motori s mješovitim izgaranjem, u kojima je izgaranje dijelom pri konstantnom volumenu, a dijelom pri konstantnom tlaku (*Sabathé* ili *Seiliger*-proces); prema vrsti goriva, načinu njegova dovođenja i paljenja ne razlikuju se od motora s izgaranjem pri konstantnom tlaku.

2.2. Rad motora s unutrašnjim izgaranjem

2.2.1. Četverotaktni rad

Proces u četverotaktnom motoru odvija se tijekom četiri hoda stapa ili u četiri takta, dakle za vrijeme dva puna okretaja koljenčaste osovine (sl. 12.1).

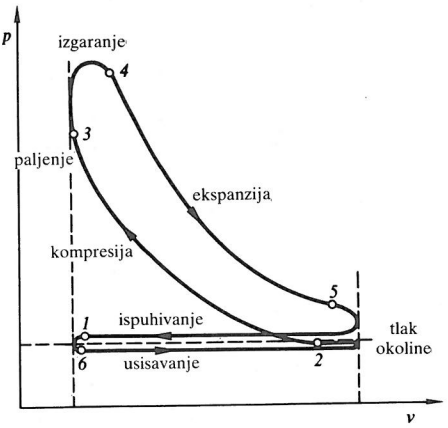
U prvom taktu (a na sl. 12.1) otvoren je usisni ventil i goriva smjesa, ili zrak, ulazi u cilindar. Zbog otpora strujanju u dovodnim kanalima i u usisnom ventilu, tlak je u cilindru nešto niži od onoga u okolini. Da bi se cilindar što više napunio gorivom smjesom, ili zrakom, usisni se ventil otvara nešto prije krajnjeg položaja stapa (točka 1 na sl. 12.1. i 12.2), a zatvara se nešto poslije njegova krajnjeg položaja (točka 2 na sl. 12.1. i 12.2).



Sl. 12.1. Shema rada četverotaktnog motora s unutrašnjim izgaranjem: 1 – otvaranje usisnog ventila, 2 – zatvaranje usisnog ventila i početak kompresije, 3 – paljenje, 4 – završetak izgaranja i početak ekspanzije, 5 – završetak ekspanzije i otvaranje ispušnog ventila, 6 – zatvaranje ispušnog ventila, A – usisni ventil, B – ispušni ventil

Tijekom drugog takta (b na sl. 12.1) komprimira se goriva smjesa, ili zrak. Usisni i ispušni ventil tijekom kompresije su zatvoreni. Na kraju kompresije gorivo se pali (točka 3).

Sl. 12.2. Stvarni p,v-dijagram za četverotaktni motor s unutrašnjim izgaranjem



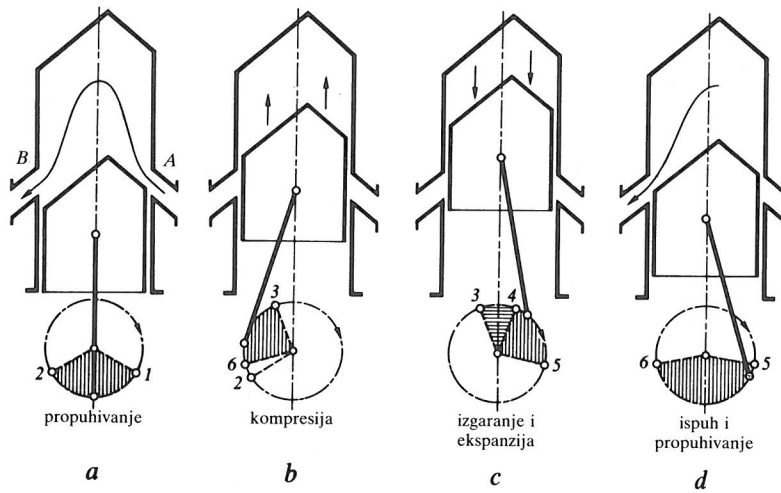
Pošto se gorivo zapali, počinje izgaranje koje se nastavlja u trećem taktu, ali samo u njegovu jednom dijelu (između točaka 3 i 4), a tijekom drugog dijela trećeg takta plinovi izgaranja ekspandiraju. Gorivo se prije krajnjeg položaja stapa mora paliti kako bi se dobilo više vremena da potpuno izgori. Usisni je ventil za cijeloga trećeg takta zatvoren. Ispušni se ventil otvara (točka 5) prije nego što stap dođe u krajnji položaj da bi dio plinova izgaranja zbog vlastitog tlaka istrujio iz cilindra. Tako tlak u cilindru, kad stap stigne u krajnji položaj, padne gotovo na tlak okoline.

U četvrtom se taktu potpuno odstranjuju plinovi izgaranja iz cilindra. Tlak je u cilindru nešto viši od onoga u okolini da bi se mogli svladati otpori strujanju kroz ispušni ventil i odvodne kanale. Tijekom cijeloga četvrtog takta ispušni je ventil otvoren, a stap kroz njega istiskuje plinove izgaranja. Prije nego što stap stigne do krajnjeg položaja, otvara se i usisni ventil (točka 1), pa i goriva smjesa, ili zrak, potpomaže da se istisnu plinovi izgaranja. Ispušni ventil zatvara se tek na početku prvog takta (točka 6).

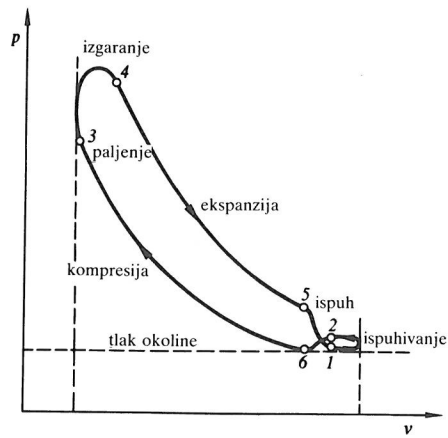
2.2.2. Dvotaktni motor

Za proces u dvotaktnom motoru potrebna su dva hoda stapa ili dva takta, odnosno jedan okretaj koljenčaste osovine (sl. 12.3). Za ulazak gorive smjese, ili zraka, i za izlaz plinova izgaranja služe otvori (raspori), koji su na plaštu cilindra, a otvara ih i zatvara sam stap. Umjesto usisavanja goriva se smjesa, ili zrak, utiskuje u cilindar s malim pretlakom uz istodobno istiskivanje plinova izgaranja. Taj se dio procesa naziva propuhivanje jer su otvoreni i ispušni i upusni otvor.

U početku prvog takta, koji se može nazvati i kompresijski takt, kad stap krene iz krajnjeg položaja (sl. 12.3a), otvorena su oba raspora pa je cilindar u fazi propuhivanja. Pomičući se, stap postepeno zatvara upusni otvor, kojeg u točki 2 (sl. 12.3. i 12.4) potpuno prekriva. Tada prestaje ispuhivanje, ali još ostaje kratko vrijeme otvoren ispušni otvor (do točke 6) da bi se iz cilindra odstranili još



Sl. 12.3. Shema rada dvotaktnog motora s unutrašnjim izgaranjem: 1 – početak propuhivanja i otvaranje usisnog otvora, 2 – završavanje propuhivanja i zatvaranje usisnog otvora, 3 – paljenje, 4 – završetak izgaranja i početak ekspanzije, 5 – završetak ekspanzije i otvaranje ispušnog otvora, 6 – zatvaranje ispušnog otvora i početak kompresije, A – ispušni otvor, B – usisni otvor



Sl. 12.4. Stvarni p,v-dijagram za dvotaktni motor s unutrašnjim izgaranjem

preostali plinovi izgaranja. Mali dio gorive smjese, ili zraka, pritom izlazi s plinovima izgaranja, ali veći dio ostaje u cilindru pa se nakon zatvaranja ispušnog otvora (točka 6) komprimira. U točki 3 pali se gorivo neposredno prije krajnjeg položaja stapa.

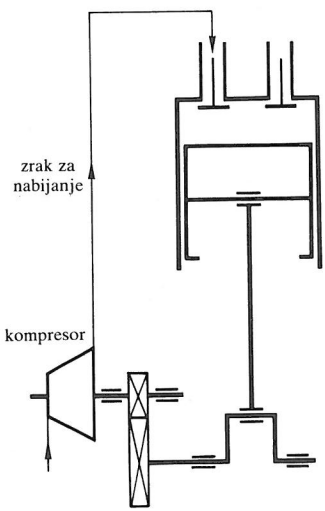
U drugom taktu (radni takt) izgara gorivo (do točke 4), a nastali plinovi ekspandiraju do točke 5, kad stap počne oslobađati ispušni otvor. Od stanja 5 do stanja 1 otvoren je samo ispušni otvor, pa tlak u cilindru naglo padne. Tek se tada (točka 1) otvara i upusni otvor, pa počinje propuhivanje, koje se nastavlja i u početku idućega, prvog takta.

2.2.3. Nabijanje motora

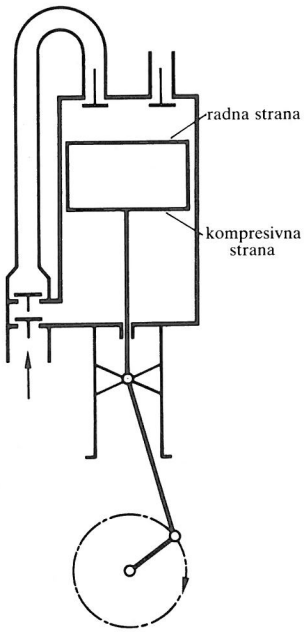
Nabijanje motora postupak je kojim se u cilindru na početku kompresije postiže veći tlak od onoga koji vlada u okolini. Veći tlak gorive smjese, ili zraka, dobiva se komprimiranjem u kompresoru prije dovoda u cilindar.

Uz povećan tlak može se u cilindar dovesti veća količina zraka, što omogućuje da izgara više goriva uz iste dimenzije cilindra, pa se motoru povećava snaga. Osim toga, nabijanje je potrebno za avionske motore da im se održi snaga na velikim visinama, gdje je okolni tlak nizak, i kad se upotrebljavaju goriva niske ogrjevne moći.

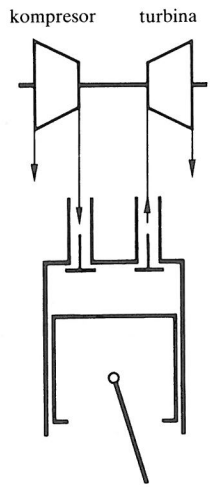
Nabijanje motora moguće je izvesti: kompresorom tjeranim osovinom motora (sl. 12.5), pomoću donje strane stapa motora (sl. 12.6) i kompresorom što ga tjera plinska turbina koja iskorištava plinove izgaranja iz motora (sl. 12.7). Svakako, za sve načine nabijanja potrebna je energija. Za prva dva načina (sl. 12.5. i 12.6) upotrebljava se snaga proizvedena u motoru, pa je to mana takvog nabijanja. U trećem slučaju (sl. 12.7) iskorištava se energija plinova izgaranja nakon izlaska iz cilindra, koji bi inače otišli u okolinu.



Sl. 12.5. Shema nabijanja kompresorom tjeranim osovinom motora



Sl. 12.6. Shema nabijanja pomoću kompresijske strane stapa motora



Sl. 12.7. Shema nabijanja pomoću kompresora tjeranog plinskom turbinom koja iskorištava plinove izgaranja iz motora

2.2.4. Jednoradni i dvoradni motor

U jednoradnom motoru radni proces obavlja jedna strana stapa, kao na sl. 12.1, a u dvoradnom motoru obje strane. Normalno se izvode jednoradni motori jer se u dvoradnima pojavljuju teškoće zbog zagrijavanja stapajice i brtvenice na donjoj strani cilindra.

2.2.5. Usporedba motora s unutrašnjim izgaranjem

Kad se govori o usporedbi motora s unutrašnjim izgaranjem, polazi se od toga je li riječ o motoru koji se temelji na *Otto*-procesu ili dizelskom procesu, je li to motor s malim (sporohodni motor, do oko 500 okretaja u min) ili velikim brzinama vrtnje (brzohodni motori, do oko 6 000 okretaja u min).

Dvotaktni motor uz jednaku brzinu vrtnje ima dvostruki broj radnih ciklusa u usporedbi s četverotaktnim motorom. Stoga bi, dakle, uz jednake dimenzije i jednak broj cilindara, trebalo da ima dva puta veću snagu od četverotaktnog motora. Stvarni porast snage iznosi, međutim, samo od 1,7 do 1,8 puta jer se dio snage dvotaktnog motora troši na propuhivanje i jer mu punjenje cilindra gorivom smjesom ili zrakom nije tako potpuno kao četverotaktnome. Za punjenje cilindra ostaje, naime, manje vremena nego četverotaktnome, a osim toga u cilindru dvotaktnog motora zadrži se dio plinova izgaranja od prethodnoga radnog ciklusa. Spomenuti su nedostaci to izrazitiji što je brzina vrtnje veća. Dobro ispuhivanje postiže se samo za sporohodne dizelske motore. U dvotaktnim motorima s *Otto*-procesom može zbog zaostalih plinova izgaranja izostati paljenje u nekome od cilindara, što im još više smanjuje snagu. Zbog svega toga računa se da takvi dvotaktni motori imaju samo oko 1,5 puta veću snagu od četverotaktnih motora jednakih dimenzija.

Veća snaga po cilindru uz jednaku brzinu vrtnje uzrokuje da je dvotaktni motor po jedinici snage lakši i zauzima manje prostora od četverotaktnoga. To smanjenje ipak nije toliko koliko bi se moglo očekivati zbog dvostrukog broja radnih ciklusa. Cilindri dvotaktnih motora dulji su od cilindara četverotaktnih, čemu su uzrok raspori za propuhivanje, za koje je, opet, potreban poseban kompresor.

Konstrukcija dvotaktnih motora jednostavnija je od četverotaktnih jer nema ispušnih i usisnih ventila. Propuhivanje malih motora može se osigurati komprimirajući zrak donjom stranom stapa u kućištu motora, pa tada ne treba poseban kompresor. Zbog jednostavnosti konstrukcije i veće koncentracije snage često se mali motori za vozila (motori za motocikle, izvanbrodski motori) izvode kao dvotaktni motori unatoč većem specifičnom potrošku goriva.

Dvotaktni motori malih (do oko 40 kW po cilindru) i srednjih snaga (od oko 40 kW do oko 400 kW po cilindru), pogotovo kad su brzohodni, troše više goriva po jedinici proizvedene mehaničke energije nego četverotaktni motori jednakih snaga. Tome je uzrok loše propuhivanje cilindara dvotaktnih motora i gubitak gorive smjese. Zbog gubitaka gorive smjese tijekom propuhivanja naročito velik specifični potrošak goriva imaju dvotaktni motori s *Otto*-procesom. U tabl. 12.1.

svrstani su podaci o specifičnom utrošku goriva po jedinici energije na osovini motora i o efektivnom stupnju djelovanja za dizelske i *Otto*-motore.

Tabl. 12.1. Specifični potrošak goriva po jedinici energije i stupanj djelovanja na osovini motora – preračunato na gorivo od 41,87 MJ/kg (10 000 kcal/kg)

	kg/kWh	Efektivni stupanj djelovanja
Benzinski motori s *Otto*-procesom		
četverotaktni motori	0,270 – 0,340	0,254 – 0,317
dvotaktni motori	0,340 – 0,435	0,198 – 0,254
Motori s dizelskim procesom		
brzohodni i srednjohodni:		
četverotaktni nenabijeni i normalno nabijeni	0,220 – 0,270	0,317 – 0,395
dvotaktni nenabijeni	0,230 – 0,300	0,287 – 0,372
četverotaktni s velikim nabijanjem (pokusni motor)	0,185	0,465
sporohodni:		
dvotaktni i četverotaktni	oko 0,205	oko 0,420

Brzohodni motori s dizelskim procesom lakše se izvode kao četverotaktni jer ima više vremena za izmjenu medija u cilindru između dvaju radnih ciklusa nego u dvotaktnome i jer su manje termički opterećeni zbog toga što ima više vremena za hlađenje od jednog do drugog paljenja. S većom brzinom vrtnje povećava se snaga (veći broj radnih ciklusa u jedinici vremena!) pa se tako kompenzira manji broj radnih ciklusa u četverotaktnom motoru. Dvotaktni su motori povoljniji kad brzina vrtnje motora mora biti malena.

Nabijanje četverotaktnih motora, pa i onih malih snaga, razmjerno je lako. Tako im snaga po cilindru postaje od 1,5 do 1,6 puta veća od one u nenabijenoga četverotaktnog motora. Dvotaktni motori malih i srednjih snaga normalno se ne izvode s nabijanjem. Zbog toga se u snazi po cilindru dvotaktni motor bez nabijanja izjednačuje s četverotaktnim s nabijanjem.

Brzohodni i srednjohodni četverotaktni motori s dizelskim procesom u pogonu su sigurniji i manje osjetljivi, unatoč kompliciranoj konstrukciji, od dvotaktnih jer su manje termički opterećeni. Ta prednost nestaje kad je riječ o sporohodnim dvotaktnim motorima velike snage.

Sve to upućuje na zaključak da su povoljniji četverotaktni motori za brzohodne i srednjohodne strojeve manjih i srednjih snaga, a za sporohodne strojeve bolji je dvotaktni motor. U sporohodnim dvotaktnim motorima, naime, ispuhivanje je preostalih plinova izgaranja vrlo dobro, može se primijeniti nabijanje, motori nisu previše termički opterećeni, a potrošak goriva je malen. Gotovo svi nedostaci koje ima brzohodni dvotaktni motor iščezavaju kad on ima malu brzinu vrtnje, pa svojim prednostima sporohodni dvotaktni nadmašuje sporohodni četverotaktni motor.

Kad su potrebne velike snage u malom prostoru, upotrebljavaju se motori s nabijanjem. Četverotaktni motori obično se izvode s nabijanjem tako da daju 40 do 60% veću snagu od nenabijenih. Dvotaktni motori normalno se ne izvode s

nabijanjem jer su i bez toga termički jako opterećeni. Nenabijeni se motori jednostavnije poslužuju pa se mnogo upotrebljavaju kad je riječ o manjim snagama i kad se računa na posluživanje nestručnog osoblja. Tako su danas gotovo svi motori za pogon cestovnih vozila motori bez nabijanja.

2.3. Teorijski procesi u motorima s unutrašnjim izgaranjem

2.3.1. Teorijski procesi

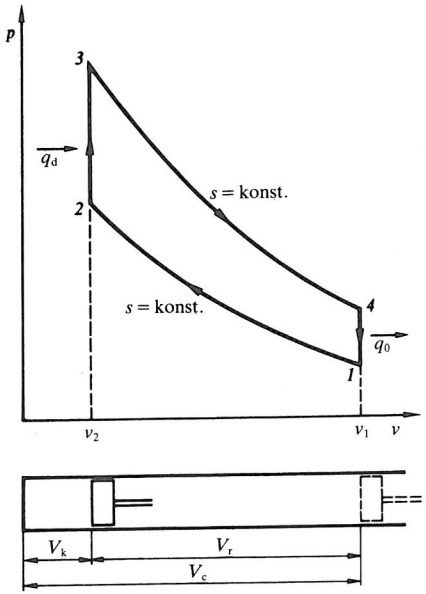
U daljem razmatranju analizirat će se teorijski proces u motorima s unutrašnjim izgaranjem. Pritom se pretpostavlja da je izgaranje goriva potpuno, da se cilindar vlada kao adijabatski sistem, da je na početku kompresije cilindar napunjen gorivom smjesom ili zrakom bez primjese zaostalih plinova izgaranja, da je djelatna tvar idealni plin s konstantnim specifičnim toplinama te da nema prigušenja za vrijeme strujanja kroz dovod i odvod. Uz takve pretpostavke nema razlike između procesa u dvotaktnim i četverotaktnim motorima, pa će svi dijagrami biti crtani kao da su to dvotaktni motori uz napomenu da energetski odnosi vrijede za oba tipa motora.

2.3.2. Otto-proces

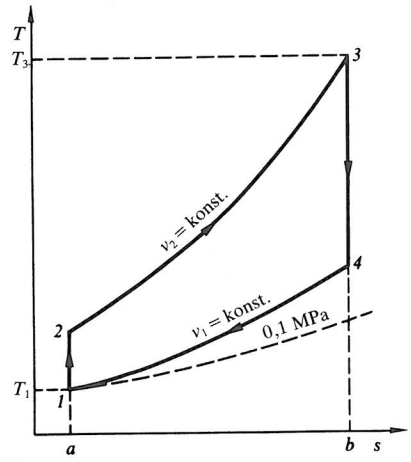
Na sl. 12.8. prikazan je *Otto*-proces u p,v-dijagramu. U stanju 1 cilindar je napunjen gorivom smjesom, a ona odgovara završetku takta usisavanja u četverotaktnom motoru i kraju ispuhivanja u dvotaktnom motoru. Kompresija nakon toga teče po adijabati sve dok stap ne stigne do krajnjeg položaja (stanje 2), kojim je određen i kompresijski volumen cilindra V_k. Goriva smjesa pali se električnom iskrom kad je stap u krajnjem položaju. Izgaranje je trenutno. Toplina proizvedena izgaranjem povećava tlak (do stanja 3) uz konstantan volumen. U stanju 3 dostignuta je najviša temperatura i najveći tlak, a izgaranje i dovod topline su dovršeni. Poslije toga plinovi adijabatski ekspandiraju do stanja 4, kad se otvara ispušni ventil i stap dostiže drugi krajnji položaj. Plinovi izgaranja odvode se u okolinu uz konstantan volumen. U četverotaktnom motoru bit će ostatak plinova izgaranja istisnut za vrijeme jednog takta, a u dvotaktnome će se to postići ispuhivanjem uz istodoban dovod svježe gorive smjese.

Opisani proces dade se prikazati i u T,s-dijagramu (sl. 12.9).

Dovedena toplina q_d proporcionalna je površini a – 2 – 3 – b, a odvedena toplina q_o površini a – 1 – 4 – b u T,s-dijagramu. Budući da se toplina dovodi i odvodi uz konstantan volumen (4.3.2. petog poglavlja), može se ona po kg djelatne tvari odrediti iz relacija



Sl. 12.8. *Otto*-proces u p,v-dijagramu



Sl. 12.9. *Otto*-proces u T,s-dijagramu

$$q_d = c_v (T_3 - T_2) \tag{12.1a}$$

$$|q_o| = c_v (T_4 - T_1) \tag{12.1b}$$

a budući da je to kružni proces (3.8.3. petog poglavlja), termički će stupanj djelovanja biti

$$\eta_t = 1 - \frac{|q_o|}{q_d} = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} = 1 - \frac{T_4}{T_3} \frac{1 - \frac{T_1}{T_4}}{1 - \frac{T_2}{T_3}} \tag{12.2}$$

Pođe li se od izraza (5.127), koji vrijedi za adijabatsku promjenu stanja, za adijabatsku se kompresiju od stanja 1 do 2 dobiva

$$\frac{T_1}{T_3} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{\varkappa - 1} \tag{12.3}$$

a za adijabatsku ekspanziju vrijedi omjer

$$\frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{\varkappa - 1} \tag{12.4}$$

Iz (12.3) i (12.4) izlazi da je

$$\frac{T_1}{T_4} = \frac{T_2}{T_3} \tag{12.5}$$

Ako se zatim izrazi (12.4) i (12.5) uvrste u (12.2), dobiva se

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{\varkappa - 1}} \tag{12.6}$$

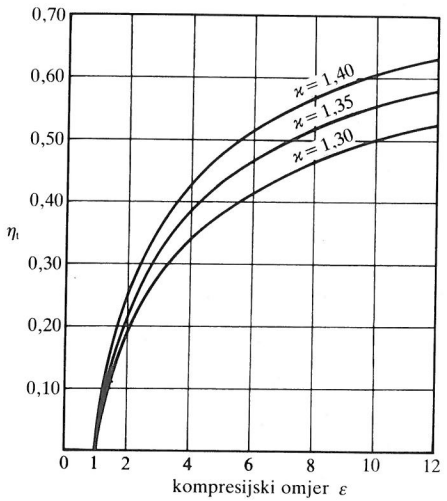
Prema tome, osim o svojstvima djelatne tvari (eksponent $\varkappa$) termički stupanj djelovanja ovisi samo o omjeru volumena, koji je određen konstrukcijom cilindra. Omjer volumena može se prikazati (sl. 12.8) i kao omjer između ukupnog volumena cilindra V_c i kompresijskog volumena V_k, koji je jednak volumenu između stijenki cilindra i stapa kad je stap u krajnjem položaju. Ako se omjer volumena, koji se može nazvati kompresijskim omjerom, označi sa ε, vrijedi da je

$$\varepsilon = \frac{v_2}{v_1} = \frac{V_c}{V_k} \tag{12.7}$$

pa je termički stupanj djelovanja

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{\varkappa - 1}} \tag{12.8}$$

Na sl. 12.10. prikazana je ovisnost termičkog stupnja djelovanja o kompresijskom omjeru za tri vrijednosti eksponenta $\varkappa$. Kao što se vidi, s porastom kompresijskog omjera ε raste termički stupanj djelovanja, ali se s omjerom kompresije ne smije ići previsoko jer se komprimira goriva smjesa, pa bi moglo nastati njezino samozapaljenje. Danas se motori s *Otto*-procesom izvode s ovim kompresijskim omjerima:



avionski motori $\varepsilon = 7,5–9$
motori za osobne automobile $\varepsilon = 6–9$
motori za trkaće automobile $\varepsilon =$ do 12
motori za motocikle $\varepsilon = 6–8,5$
motori za trkaće motocikle $\varepsilon =$ do 12

Sl.12.10. Ovisnost stupnja djelovanja η_t *Otto*-procesa o kompresijskom omjeru ε za tri vrijednosti eksponenta $\varkappa$

Dosad nisu građeni motori u kojima se komprimira goriva smjesa uz kompresijski omjer veći od 12.

Stanje 1 odgovara stanju okoline, pa se polazeći od toga stanja mogu odrediti temperature i tlakovi za sve karakteristične točke dijagrama na sl. 12.8. i 12.9.

Za adijabatsku kompresiju vrijedi relacija (5.127), ili (12.3), pa je temperatura na kraju kompresije

$$T_2 = T_1 \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{\varkappa - 1} = T_1 \, \varepsilon^{\varkappa - 1} \tag{12.9}$$

a tlak na završetku kompresije

$$p_2 = p_1 \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{\varkappa} = p_1 \, \varepsilon^{\varkappa} \tag{12.10}$$

što se izvodi iz jednadžbe adijabate (5.125).

Stanje 4 karakterizirano je tlakom p_4 i temperaturom T_4, pa se uz zadani tlak p_4, a znajući stanje 1, temperatura T_4 određuje iz izraza

$$T_4 = T_1 \frac{p_4}{p_1} \tag{12.11}$$

jer je to izohorna promjena (5.106).

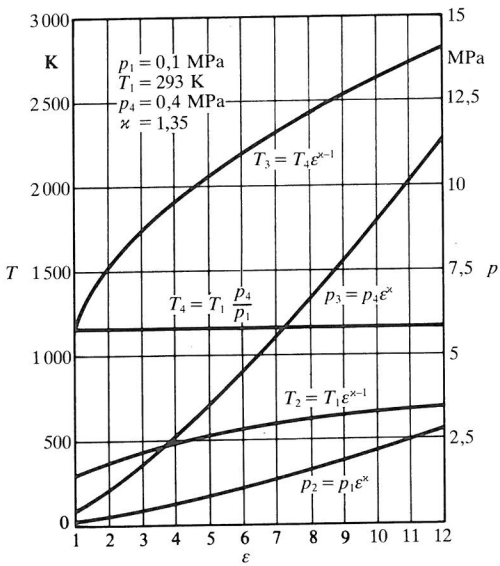
Budući da je promjena stanja između 3 i 4 adijabatska, vrijedi

$$T_3 = T_4 \, \varepsilon^{\varkappa - 1} = T_1 \left(\frac{p_4}{p_1}\right) \varepsilon^{\varkappa - 1} \tag{12.12}$$

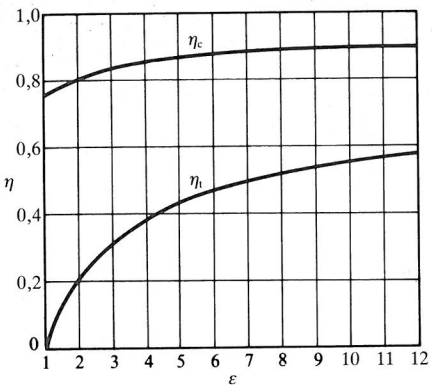
i

$$p_3 = p_4 \, \varepsilon^{\varkappa} \tag{12.13}$$

što je analogno jednadžbama (12.9) i (12.10).



Sl. 12.11. Ovisnost temperatura i tlakova djelatne tvari u *Otto*-procesu o kompresijskom omjeru ε



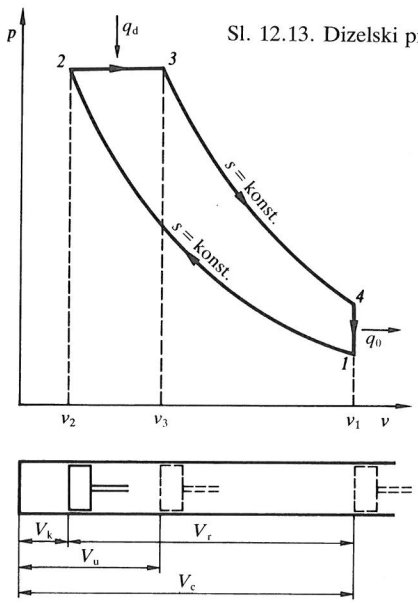
Sl. 12.12. Termički stupanj djelovanja η_t *Otto*-procesa i stupanj djelovanja η_c Carnotova procesa uz maksimalnu temperaturu Carnotova procesa

Na sl. 12.11. prikazana je ovisnost tlakova i temperatura o kompresijskom omjeru ε (za $\varkappa = 1{,}35$) uz pretpostavku da je $p_1 = 0{,}1$ MPa, $T_1 = 293$ K i $p_4 = 0{,}4$ MPa. Kao što se vidi, postižu se vrlo visoke temperature i na kraju izgaranja (T_3) i na kraju ekspanzije (T_4), a to znači da plinovi izgaranja izlaze iz cilindra zagrijani do visokih temperatura. Srednja temperatura, međutim, znatno je niža, pa je to i uzrok što je termički stupanj djelovanja motora s *Otto*-procesom znatno niži od stupnja djelovanja Carnotova procesa uz maksimalnu temperaturu koja je jednaka maksimalnoj temperaturi *Otto*-procesa (sl. 12.12).

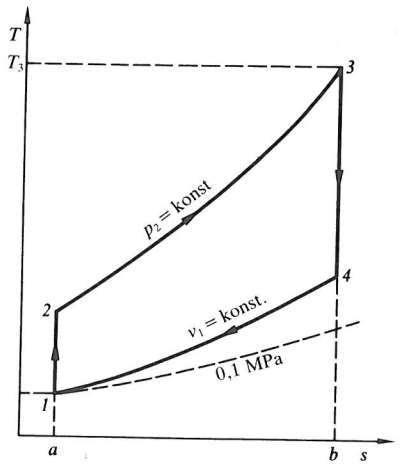
2.3.3. Dizelski proces

Na sl. 12.13. predočen je dizelski proces u p,v-dijagramu, a na sl. 12.14. u T,s-dijagramu. Stanje 1 odgovara kraju usisavanja zraka u cilindar, odnosno kraju ispuhivanja. Nakon toga nastaje kompresija, do stanja 2, za koju nema ograničenja u pogledu opasnosti od samozapaljenja jer se komprimira čisti zrak. Kad je stap u krajnjem položaju (stanje 2), počinje se uštrcavati gorivo. Gorivo se samo pali jer je zrak visokokomprimiran i ugrijan. Uštrcavanje goriva tako je dozirano da se pri kretanju stapa od krajnjeg položaja u cilindru održava konstantni tlak. U točki 3 završeno je izgaranje i tad se postiže maksimalna temperatura u procesu. Poslije toga je adijabatska ekspanzija do stanja 4, kad počinje ispuh plinova izgaranja uz konstantan volumen do stanja 1.

Dovedena toplina q_d proporcionalna je površini a – 2 – 3 – b, a odvedena toplina q_0 površini a – 1 – 4 – b u T,s-dijagramu (sl. 12.14). Toplina se dovodi uz konstantni tlak, a odvodi se uz konstantni volumen, pa je



Sl. 12.13. Dizelski proces u p,v-dijagramu



Sl. 12.14. Dizelski proces u T,s-dijagramu

$$q_d = c_p (T_3 - T_2) \tag{12.14a}$$

$$|q_o| = c_v (T_4 - T_1) \tag{12.14b}$$

Termički će stupanj djelovanja (3.8.4. petog poglavlja) biti

$$\eta_t = 1 - \frac{|q_o|}{q_d} = 1 - \frac{c_v}{c_p} \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} = 1 - \frac{1}{\varkappa} \frac{T_4}{T_3} \frac{1 - \frac{T_1}{T_4}}{1 - \frac{T_2}{T_3}} \tag{12.15}$$

Osim kompresijskog omjera ε (12.7) potrebno je – kako će se vidjeti – definirati i omjer uštrcavanja (ili omjer opterećenja) φ, koji je određen relacijom

$$\varphi = \frac{v_3}{v_2} = \frac{V_u}{V_k} \tag{12.16}$$

a prema oznakama na sl. 12.13.

Za adijabatsku ekspanziju među stanjima 3 i 4 vrijedi

$$\frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{v_3}{v_4}\right)^{\varkappa - 1} = \left(\frac{v_3}{v_1}\right)^{\varkappa - 1} \tag{12.17}$$

jer je $v_4 = v_1$. Proširenjem sa v_2, a na osnovi (12.7) i (12.16), dobiva se

$$\frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{v_3}{v_2} \frac{v_2}{v_1}\right)^{\varkappa - 1} = \left(\frac{\varphi}{\varepsilon}\right)^{\varkappa - 1} \tag{12.18}$$

Omjer temperatura koje nastaju pri dovodu topline, zbog toga što je to izobarna promjena stanja, može se – pošavši od (5.111) – odrediti prema izrazu

$$\frac{T_2}{T_3} = \frac{v_2}{v_3} = \frac{1}{\varphi} \tag{12.19}$$

Potrebno je još odrediti vrijednost omjera T_1/T_4, koji dolazi u (12.15). Iz (12.18) i (12.19) dobiva se

$$T_4 = T_2 \varphi \left(\frac{\varphi}{\varepsilon}\right)^{\varkappa - 1} \tag{12.20}$$

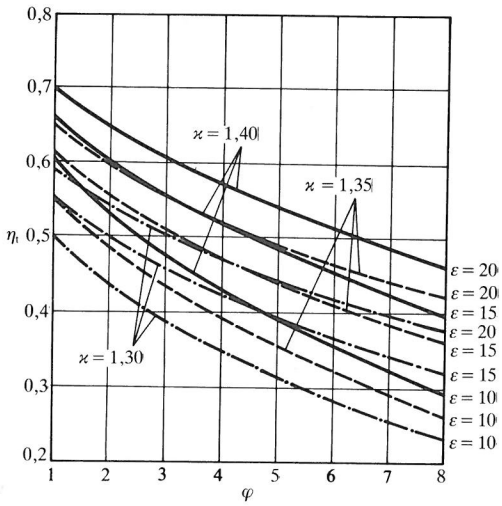
a za adijabatsku kompresiju između stanja 1 i 2 vrijedi (12.3). Ako se iz (12.3) izračuna T_2 i uvrsti u (12.18), naći će se traženi omjer temperatura

$$\frac{T_1}{T_4} = \frac{1}{\varphi^{\varkappa}} \tag{12.21}$$

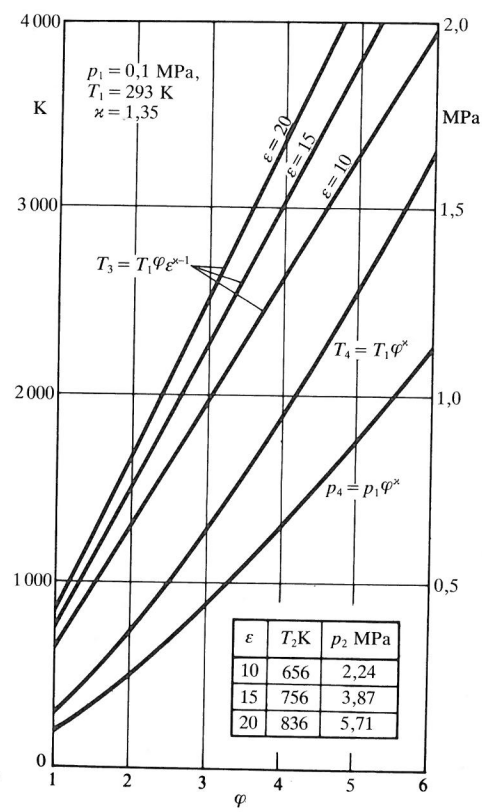
Uvrste li se (12.18) i (12.21) u (12.15), nastaje izraz za termički stupanj djelovanja

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\varkappa} \frac{1}{\varepsilon^{\varkappa - 1}} \frac{\varphi^{\varkappa} - 1}{\varphi - 1} \tag{12.22}$$

Na sl. 12.15. vidi se ovisnost termičkog stupnja djelovanja o omjeru kompresije ε i o omjeru uštrcavanja φ za tri vrijednosti eksponenta $\varkappa$. S povećanim kompresijskim omjerom raste stupanj djelovanja, ali on pada s porastom omjera uštrcavanja. Iako u motorima s dizelskim procesom nema opasnosti od samozapaljenja, jer se ne komprimira smjesa goriva i zraka, nego samo čisti zrak, ipak se motori ne konstruiraju za vrlo visoke kompresijske omjere da ne bi kompresori zraka za uštrcavanje goriva trošili previše snage.



Sl. 12.15. Ovisnost termičkog stupnja djelovanja η_t dizelskog procesa o omjeru uštrcavanja za omjere kompresije $\varepsilon = 10$, 15 i 20 te za tri vrijednosti eksponenta $\varkappa$



ε	T_2K	p_2 MPa
10	656	2,24
15	756	3,87
20	836	5,71

Sl. 12.16. Ovisnost temperatura i tlakova dizelskog procesa za eksponent $\varkappa = 1{,}35$ o omjeru ubrizgavanja φ za tri vrijednosti omjera kompresije ε

Zna li se stanje okoline (p_1, T_1), mogu se ustanoviti tlakovi i temperature za sve karakteristične točke dijagrama na sl. 12.13. i 12.14.

Temperatura i tlak na kraju kompresije određeni su relacijama (12.9) i (12.10). Temperatura na kraju ekspanzije dobiva se iz (12.21), pa je

$$T_4 = T_1 \varphi^{\varkappa} \tag{12.23}$$

a tlak je na kraju ekspanzije

$$p_4 = p_1 \frac{T_4}{T_1} = p_1 \varphi^{\varkappa} \tag{12.24}$$

jer se promjena stanja između 4 i 1 provodi uz $v_1 = \text{konst.}$

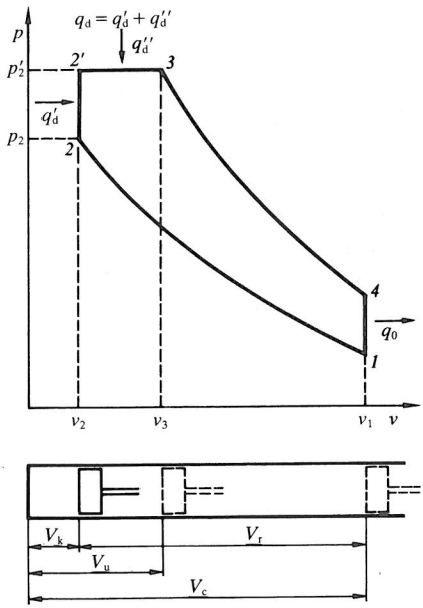
Kad se pođe od relacija (12.18) i (12.23), temperatura je na kraju izgaranja

$$T_3 = T_1 \varphi \varepsilon^{\varkappa - 1} \tag{12.25}$$

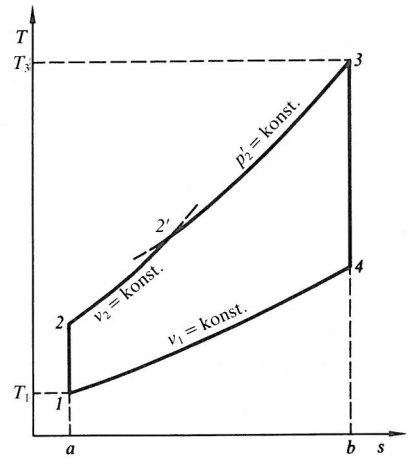
Na sl. 12.16. prikazane su ovisnosti temperatura i tlakova o omjeru uštrcavanja φ, za tri vrijednosti omjera kompresije. Kao što se vidi, riječ je o vrlo visokim maksimalnim temperaturama procesa T_3, koje su to više što su veći omjer uštrcavanja i omjer kompresije. Temperature su plinova izgaranja na izlazu iz cilindra T_4 također vrlo visoke, a ovise samo o omjeru uštrcavanja, pa rastu s njegovim povećanjem. Zbog toga se i smanjuje termički stupanj djelovanja s porastom omjera uštrcavanja.

2.3.4. Sabathé-proces

Sabathé-proces (*Seilinger*-proces), koji se može nazvati i mješovitim procesom jer sadrži karakteristike i *Otto*-procesa i dizelskog procesa, prikazan je na sl. 12.17. u p,v-dijagramu, a na sl. 12.18. u T,s-dijagramu. Gorivo izgara djelomično pri v = konst. uz porast tlaka p_2 na p_2', a dijelom pri p = konst. uz povišenje volumena od v_2 na v_3. Dovođenje topline dovršeno je u stanju 3, kad počinje adijabatska ekspanzija do stanja 4. Toplina se odvodi uz konstantan volumen kao u dizelskom i *Otto*-procesu.



Sl. 12.17. Sabathé-proces (mješoviti proces) u p,v-dijagramu



Sl. 12.18. Sabathé-proces (mješoviti proces) u T,s-dijagramu

Dovedena će toplina biti

$$q_d = c_v (T_2' - T_2) + c_p (T_3 - T_2') \tag{12.26}$$

a odvedena

$$|q_o| = c_v (T_4 - T_1) \tag{12.27}$$

Termički stupanj djelovanja iznosi

$$\eta_t = 1 - \frac{|q_o|}{q_d} = 1 - \frac{c_p (T_4 - T_1)}{c_v (T_2' - T_2) + c_p (T_3 - T_2')} =$$

$$= 1 - \frac{T_4}{T_3} \frac{1 - \frac{T_1}{T_4}}{\frac{T_2'}{T_3} - \frac{T_2}{T_3} + \varkappa \left(1 - \frac{T_2'}{T_3}\right)} \tag{12.28}$$

Za omjer temperatura T_4/T_3 vrijedi i ovdje (12.18), a za omjer T_2'/T_3, analogno kao u (12.19), bit će

$$\frac{T_2'}{T_3} = \frac{v_2}{v_3} = \frac{1}{\varphi} \tag{12.29}$$

Zbog izohorne promjene između stanja 2 i 2', a prema (5.106), vrijedi

$$\frac{T_2'}{T_2} = \frac{p_2'}{p_2} = \psi \tag{12.30}$$

Omjer $p_2'/p_2 = \psi$ jedan je od karakterističnih omjera u promatranom procesu, kao i prije uvedeni omjeri ε (12.7) i φ (12.16). Omjer ψ naziva se omjer tlakova.

Na osnovi omjera u izrazima (12.29) i (12.30) dobiva se omjer temperatura

$$\frac{T_2}{T_3} = \frac{1}{\psi \varphi} \tag{12.31}$$

a iz omjera T_4/T_3 (12.18) i omjera (12.31) određuje se omjer temperatura

$$\frac{T_4}{T_2} = \psi \varphi \left(\frac{\varphi}{\varepsilon}\right)^{\varkappa - 1} \tag{12.32}$$

Ako se temperatura T_2 izrazi pomoću T_1, a uz pomoć relacije (12.3), konačno je

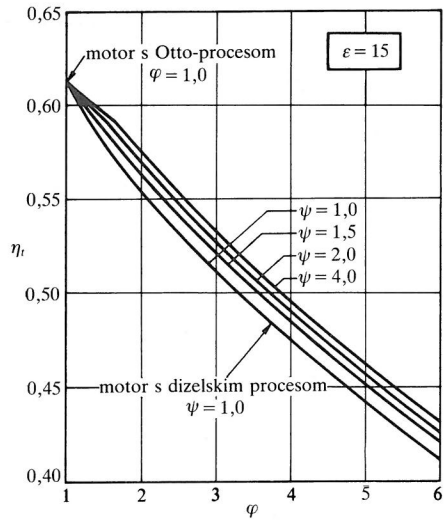
$$\frac{T_1}{T_4} = \frac{1}{\psi \varphi^{\varkappa}} \tag{12.33}$$

Uvrste li se omjeri (12.18), (12.31) i (12.33) u (12.28), termički je stupanj djelovanja

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{\varkappa - 1}} \frac{\psi \varphi^{\varkappa} - 1}{\psi - 1 + \varkappa \psi (\varphi - 1)} \tag{12.34}$$

Izraz za termički stupanj djelovanja (12.34) prelazi u onaj za *Otto*-proces (12.8) ako se uzme da je $\varphi = 1$, a u izraz za dizelski proces (12.22) postavi li se da je $\psi = 1$.

Na sl. 12.19. predočena je ovisnost termičkog stupnja djelovanja *Sabathé*-procesa za $\varepsilon = 15$ o vrijednostima omjera φ i ψ. Najviši stupanj djelovanja postiže se za $\varphi = 1$, ali se s porastom omjera uštrcavanja stupanj djelovanja smanjuje. S druge strane, raste li tlačni omjer ψ, povećava se stupanj djelovanja, iako neznatno. Prema tome, mješoviti proces termički je povoljniji od dizelskoga.



Sl. 12.19. Ovisnost termičkog stupnja djelovanja η_t mješovitog procesa o omjeru uštrcavanja φ i o tlačnom omjeru ψ za $\varepsilon = 15$ i za $\varkappa = 1,35$

Ako se zna stanje okoline (p_1, T_1), mogu se izračunati tlakovi i temperature za sve karakteristične točke dijagrama na sl. 12.17. i 12.18.

Temperatura T_2 i tlak p_2 na kraju kompresije izraženi su relacijama (12.9) i (12.10), a tlak p_2' izračunava se pomoću tlačnog omjera ψ, pa je

$$p_2' = \psi p_2 = p_1 \psi \varepsilon^{\varkappa} \tag{12.35}$$

Prema (12.30) i temperatura T_2' ovisi o tlačnom omjeru, pa vrijedi

$$T_2' = \psi T_2 = T_1 \psi \varepsilon^{\varkappa - 1} \tag{12.36}$$

Da bi se našla temperatura T_3, koja je ujedno i najviša temperatura u procesu, upotrebljava se izraz (12.31), pa je

$$T_3 = \psi \varphi T_2 = T_1 \psi \varphi \varepsilon^{\varkappa - 1} \tag{12.37}$$

Konačno se temperatura i tlak na kraju ekspanzije izračunavaju prema (12.33) i na osnovi omjera T_4/T_1 (12.24):

$$T_4 = T_1 \psi \varphi^{\varkappa} \tag{12.38}$$

$$p_4 = p_1 \psi \varphi^{\varkappa} \tag{12.39}$$

Danas se izrađuju motori s mješovitim procesom i obično se nazivaju dizelskim motorima. Da bi se razlikovali motori s dizelskim i oni s mješovitim procesom, prvi se često nazivaju i klasičnim dizelskim motorima, a drugi modernim dizelskim motorima. U motorima s dizelskim procesom gorivo se dovodi s komprimiranim zrakom, pa je stoga potreban kompresor, koji uz visok omjer kompresije troši relativno veliku snagu. S druge strane, u cilindre motora s mješovitim procesom uštrcava se samo gorivo pod tlakom od 20 do 100 MPa, a raspršuje se u stlačenom zraku u cilindru. Uštrcane kapljice goriva najprije se zagrijavaju i isparuju, a pare goriva miješaju se sa zrakom. Intenzivno izgaranje nastaje tek pošto nastane dobra mješavina, ali tad najveći dio uštrcana goriva praktički trenutno izgara uz konstantan volumen. Gorivo koje se nakon toga uštrcava u zapaljenu smjesu odmah se pali i izgara praktički uz konstantan tlak jer se stap već počeo kretati, pa se povećava volumen prostora u kojem se događa izgaranje.

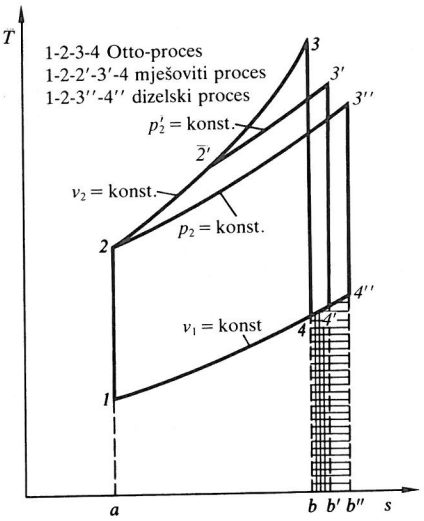
Moderni dizelski motori grade se danas s ovim kompresijskim omjerima:

avionski motori	$\varepsilon = 17$
motori za osobne automobile	$\varepsilon = 11–20$
motori za teretne automobile	$\varepsilon = 12{,}5–22$

2.3.5. Usporedba procesa za motore s unutrašnjim izgaranjem

Usporedba triju promatranih procesa za motore s unutrašnjim izgaranjem može se – kako bi bila na istoj osnovi – izvršiti uz pretpostavku da je omjer kompresije jednak. Rezultati su usporedbe u dijagramu na sl. 12.19. Najviši stupanj djelovanja postiže se za $\varphi = 1$ i on je neovisan o tlačnom omjeru ψ. To je zapravo *Otto*-proces. S druge strane, za bilo koji omjer uštrcavanja φ najniži stupanj djelovanja postiže se uz $\psi = 1$, a to odgovara dizelskom procesu. Prema tome najbolji stupanj djelovanja omogućuje *Otto*-proces, najslabiji dizelski proces, a mješoviti je proces, prema termičkom stupnju djelovanja, između ta dva procesa.

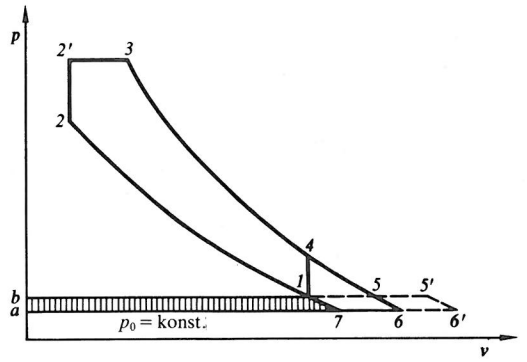
Do istog zaključka može se doći ako se tri procesa promatraju u T,s-dijagramu (sl. 12.20) uz uvjet da se svakome od njih dovodi jednaka količina topline i da su omjeri kompresije jednaki. Budući da su dovedene topline jednake, moraju površine $a-2-3-b$ (za *Otto*-proces), $a-2-3'-b'$ (za mješoviti proces) i $a-2-3''-b''$ (za dizelski proces) biti međusobno jednake, a kako je i omjer kompresije jednak, mora adijabata kompresije $1-2$ biti zajednička za sva tri procesa. Odvedena toplina najveća je u dizelskom procesu (površina $a-1-4''-b''$), a najmanja u *Otto*-procesu (površina $a-1-4-b$), pa je i termički stupanj djelovanja *Otto*-procesa najpovoljniji. Mješoviti je proces to povoljniji što se više približava *Otto*-procesu, odnosno što je više goriva izgorjelo uz $v_2 = \text{konst.}$, ili što je manji omjer uštrcavanja φ. Prema oznakama na sl. 12.20. mješoviti proces bit će to bolji što se stanje $2'$ više približava stanju 3 jer će tad sve više topline biti dovedeno uz $v_2 = \text{konst.}$



Sl. 12.20. Usporedba triju procesa u motorima s unutrašnjim izgaranjem uz jednaku dovedenu toplinu i jednak omjer kompresije

2.3.6. Proces s nabijanjem motora

Kako je već spomenuto u 2.2.3. ovog poglavlja, energiju za nabijanje pomoću kompresora tjeranoga osovinom motora (sl. 12.5) i uz pomoć donje strane stapa motora (sl. 12.6) osigurava proces u samom motoru, pa se zato smanjuje korisna snaga motora i povećava specifični potrošak goriva. Nasuprot tome, iskorištavajući ispušne plinove za pogon plinske turbine (sl. 12.7) može se motor nabiti ne smanjivši pritom njegovu korisnu snagu. Tad se u idealnom slučaju ostvaruje proces s ekspanzijom plinova do atmosferskog tlaka. On je predočen na sl. 12.21.

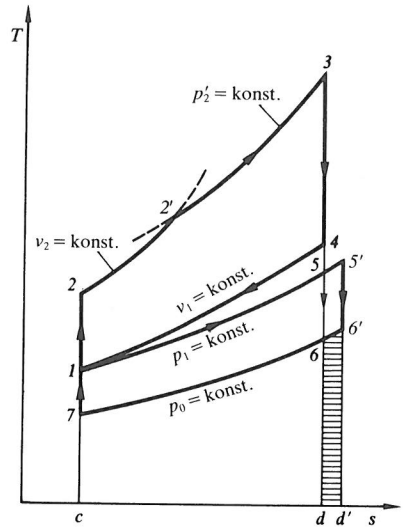


Sl. 12.21. Mješoviti proces s iskorištavanjem ispušnih plinova za nabijanje motora

Moguća su u načelu dva načina iskorištavanja ispušnih plinova. Prvi, kad turbina radi s tlakom koji se postepeno smanjuje od onoga na izlasku ispušnih plinova iz cilindra (stanje 4) do tlaka okoline (stanje 6 na sl. 12.21). To se praktički

postiže ako se od svakog cilindra do turbine vodi poseban ispušni vod manjeg promjera. Tad se u turbini iskorištava i kinetička energija istjecanja plinova iz cilindra. Ekspanzija u ispušnom vodu i plinskoj turbini teče od stanja 4 do 6, a istjecanje plinova iz turbine u atmosferu po izobari 6–7. Kompresija u kompresoru teče po krivulji 7–1, a energija za komprimiranje proporcionalna je površini a – 7 – 1 – b.

U drugom slučaju ispušni plinovi iz svih cilindara skupljaju se u zajedničkoj ispušnoj cijevi većeg promjera. Tad se kinetička energija istjecanja plinova iz cilindara pretvara u toplinu, što povećava volumen od stanja 5 na stanje 5′. Ekspanzija u turbini teče po krivulji 5′–6′, a mehanička energija dobivena u njoj bez gubitaka proporcionalna je površini b – 5′ – 6′ – a.



Sl. 12.22. Usporedba dvaju načina iskorištavanja ispušnih plinova za nabijanje motora

Na sl. 12.22. dva su opisana procesa u *T,s*-dijagramu. Kad se iskorištava kinetička energija, pa se turbini dovode plinovi stanja 4 na izlazu iz cilindra, nabijanje se obavlja po kružnom procesu 4 – 6 – 7 – 1. U drugom slučaju, kad se plinovi prikupljaju u zajedničkoj ispušnoj cijevi, nabijanje je kružni proces 5′ – 6′ – 7 – 1. U oba slučaja dovodi se jednaka količina topline, ali u drugome se odvodi veća količina topline, i to za iznos proporcionalan površini d – 6 – 6′ – d′. Prema tome, termički stupanj djelovanja nabijanja motora s iskorištenjem kinetičke energije ispušnih plinova bolji je od procesa sa skupljanjem plinova u zajedničkoj ispušnoj cijevi.

2.4. Stvarni proces i snaga motora s unutrašnjim izgaranjem

2.4.1. Indikatorski dijagram

Stvarni proces u motorima s unutrašnjim izgaranjem odvija se samo približno prema dijagramima za teorijske procese.

Ta odstupanja nastaju iz više razloga, pa stvarni p,v-dijagrami izgledaju kao na sl. 12.2. i sl. 12.4. Proces se, naime, odvija u blagim prijelazima iz jednog stanja u drugo, pa se eliminiraju nagli prijelazi u dijagramima i površina unutar kružnog dijagrama postaje manja. To se pojavljuje zbog činjenice što je za izgaranje, za usisavanje i za ispuhivanje potrebno neko konačno vrijeme, u kojemu stap nije u krajnjem položaju. Osim toga, krivulja je usisavanja ispod izobare koja predočuje tlak okoline, a krivulja ispuhivanja bit će iznad nje. Zbog toga se u stvarnom p,v-dijagramu pojavljuje petlja koja pokazuje potrebnu snagu za proces usisavanja i ispuhivanja. Ta se snaga naziva gubitkom pumpanja. Prijelaz topline od djelatne tvari na stijenke cilindra, a odatle na okolinu (bilo da je riječ o njegovu hlađenju vodom ili zrakom) bit će znatan jer su razlike u temperaturi velike. Može se, naime, grubo računati da se jedna trećina energije koju donosi gorivo u proces predaje rashladnom sredstvu oko cilindra. Stoga ni ekspanzija ni kompresija ne teku po adijabatama, nego po politropama. Osim toga, u teorijskim procesima ne računa se s disocijacijom plinova izgaranja (toč. 5. sedmog poglavlja) zbog koje se snizuje temperatura i ne računa se s promjenom specifične topline s temperaturom, pa ni s promjenom sastava plinova (prije izgaranja goriva i nakon njega).

Sve to, na kraju, smanjuje površinu kružnog dijagrama, a to znači opadanje mehaničke energije koja se proizvodi u procesu. Planimetrirajući stvarni p,v-dijagram, nazvan još i indikatorskim dijagramom, određuje se površina proporcionalna mehaničkoj energiji koja je dobivena za vrijeme jednoga radnog ciklusa. Indicirana energija W_i u jednome radnom ciklusu bit će

$$W_i = \oint p \, dV \tag{12.40}$$

Kad se određuje površina indikatorskog dijagrama, ne uzima se površina petlje, koja je proporcionalna gubitku pumpanja. Na osnovi indicirane energije definira se indicirani stupanj djelovanja (unutrašnji stupanj djelovanja)

$$\eta_i = \frac{W_i}{Q_d} \tag{12.41}$$

gdje je Q_d dovedena toplina u gorivu tijekom jednoga radnog ciklusa. Indicirani stupanj djelovanja označuje stupanj iskorištenja unutrašnje energije u cilindru motora ubrojivši sve gubitke, osim mehaničkih (gubici zbog trenja stapa, gubici u ležajevima i sl.).

Znajući indiciranu energiju dade se izračunati stupanj povratljivosti (stupanj valjanosti) stvarnog procesa koji pokazuje koliko stvarni proces odstupa od teorijskoga. Stupanj povratljivosti η_g definiran je kao omjer mehaničke energije dobivene stvarnim procesom W_i i mehaničke energije koja bi se dobila teorijskim procesom $W_t = \eta_t Q_d$, pa je

$$\eta_g = \frac{W_i}{W_t} = \frac{W_i}{\eta_t Q_n} = \frac{\eta_i}{\eta_t} \tag{12.42}$$

Prema tome, indicirani stupanj djelovanja jednak je produktu termičkog stupnja djelovanja i stupnja povratljivosti

$$\eta_i = \eta_t \eta_g \tag{12.43}$$

Stupanj povratljivosti iznosi od 0,75 do 0,90, a indicirani se stupanj djelovanja kreće u ovim granicama:

Otto-motori	$\eta_i = 0{,}26 - 0{,}32$
četverotaktni dizelski motori	$\eta_i = 0{,}43 - 0{,}50$
dvotaktni dizelski motori	$\eta_i = 0{,}40 - 0{,}48$

Na osnovi indikatorskog dijagrama, odnosno indicirane energije W_i, izračunava se prosječni indicirani tlak

$$p_i = \frac{W_i}{V_r} \tag{12.44}$$

gdje je V_r volumen jednog stapaja (sl. 12.8).

2.4.2. Indicirana snaga motora s unutrašnjim izgaranjem

Indicirana snaga motora P_i određuje se pomoću prosječnoga indiciranog tlaka p_i (12.44). Prosječna je sila koja djeluje na stap za vrijeme jednoga radnog ciklusa

$$F = \frac{1}{4} D^2 \pi p_i \tag{12.45}$$

gdje je D promjer stapa u m, a p_i je tlak u N/m^2. Mehanička će energija koju preuzima stap biti

$$W = \frac{1}{4} D^2 \pi p_i s \tag{12.46}$$

Tu je s put stapa u metrima od jednoga do drugog krajnjeg položaja. Mehanička energija prema (12.46) jednaka je razlici energije dobivene ekspanzijom i one što je utrošena za kompresiju, jer je prosječni indicirani tlak p_i razlika ($p_i = p_{ie} - p_{ik}$) srednjih indiciranih tlakova za vrijeme ekspanzije (p_{ie}) i za vrijeme kompresije (p_{ik}).

Mehanička energija tijekom jednog okretaja osovine motora ovisi o broju radnih ciklusa i u jednom okretaju. Taj broj radnih ciklusa ovisi o tipu motora:

dvotaktni jednoradni motor (svaki okretaj jedno paljenje)	$i = 1$
dvotaktni dvoradni motor (svaki okretaj dva paljenja)	$i = 2$
četverotaktni dvoradni motor (svaka dva okretaja jedno paljenje)	$i = 0{,}5$
četverotaktni dvoradni motor (svaki okretaj jedno paljenje)	$i = 1$

Da se dobije mehanička energija po jednom okretaju, valja (12.46) pomnožiti sa i, dakle brojem radnih ciklusa za vrijeme jednog okretaja.

Označi li se sa n brzina vrtnje osovine motora u minuti, onda je

$$t_n = \frac{60}{n} \tag{12.47}$$

trajanje jednog okretaja u sekundama. Ako se, dalje, sa z označi broj cilindara motora, indicirana mu je snaga u W

$$P_i = \frac{i\,z\,W}{t_n} = \frac{1}{4} D^2 \pi p_i s\, i \frac{n}{60} z \tag{12.48}$$

Uvrsti li se u (12.47) stapajni volumen $V_s = \frac{1}{4} D^2 \pi s$, snaga je motora u W

$$P_i = V_s p_i i \frac{n}{60} z \tag{12.49}$$

gdje je stapajni volumen u m^3.

Snaga motora izračunava se i pomoću energije u gorivu. Pritom prema načinu dovoda goriva treba razlikovati motore s dizelskim procesom (uključujući i mješoviti proces) od onih s *Otto*-procesom.

U motor s dizelskim procesom uštrcava se samo toliko goriva koliko može potpuno izgorjeti u komprimiranom zraku. Ako ga se, naime, dovodi više, nastaje nepotpuno izgaranje, pa i veći specifični potrošak goriva.

U svakome radnom ciklusu usisava cilindar masu zraka

$$m_z = V_s \lambda_p \varrho_z \tag{12.50}$$

gdje je V_s stapajni volumen (m^3), λ_p koeficijent punjenja, a ϱ_z je gustoća zraka (kg/m^3) pri tlaku i temperaturi ispred usisnog ventila, odnosno usisnog raspora. Koeficijent je punjenja omjer stvarne mase zraka, koja ostaje u cilindru nakon usisavanja i ispiranja, i stapajnog volumena V_s, odnosno mase zraka koja bi mogla stati u stapajni volumen pri tlaku i temperaturi ispred usisnog ventila. Stvarna masa zraka koja ostaje u cilindru manja je od maksimalno moguće zbog prigušivanja za vrijeme usisavanja i zato što se zrak koji struji u cilindar zagrijava na njegovim stijenkama i pod utjecajem vrućih ostataka plinova izgaranja.

Koeficijent je punjenja λ_p za pojedine vrste motora:

četverotaktni *Otto*-motor	$\lambda_p = 0{,}75 - 0{,}85$
četverotaktni sporohodni dizelski motor	$\lambda_p = 0{,}80 - 0{,}90$
četverotaktni brzohodni dizelski motor	$\lambda_p = 0{,}70 - 0{,}85$
dvotaktni dizelski motor	$\lambda_p = 0{,}75 - 0{,}90$

Da izgori masa od 1 kg goriva, potrebno je $\lambda l_{k\,min}$ kg zraka (toč. 5. sedmog poglavlja). Prema tome, pomoću mase zraka m_z dade se izračunati masa goriva m_g koja može potpuno izgorjeti, jer je

$$m_g = \frac{m_z}{l_{k\,min}} = \frac{V_s \lambda_p \varrho_z}{l_{k\,min}} \tag{12.51}$$

Ako se sa h_d označi donja ogrjevna moć goriva (J/kg), te ako se pođe od indiciranog stupnja djelovanja, mehanička je energija jednoga radnog ciklusa u Ws

$$W = \frac{V_s \lambda_p \varrho_z}{\lambda l_{k\,min}} h_d \eta_i \tag{12.52}$$

pa će, kad se unese brzina vrtnje, broj paljenja po okretaju i broj cilindara, snaga motora u W biti

$$P_i = \frac{V_s \lambda_p \varrho_z}{\lambda l_{k\,min}} h_d \eta_i i \frac{n}{60} z \tag{12.53}$$

U motoru s *Otto*-procesom usisava se smjesa goriva i zraka, pa je masa smjese koja ulazi u cilindar

$$m_s = V_s \lambda_p \varrho_s \tag{12.54}$$

gdje je ϱ_s gustoća smjese pri tlaku i temperaturi na ulazu u cilindar. Da potpuno izgori 1 kg goriva, potrebno je $l_{k\,min}$ kg zraka, pa masa smjese u kojoj je 1 kg goriva iznosi $1 + \lambda l_{k\,min}$. Prema tome, u masi smjese m_s masa goriva u kg bit će

$$m_g = \frac{m_s}{1 + \lambda l_{k\,min}} = \frac{V_s \lambda_p \varrho_s}{1 + \lambda l_{k\,min}} \tag{12.55}$$

Kad se postupi kao za dizelski motor, snaga je *Otto*-motora u W

$$P_i = \frac{V_s \lambda_p \varrho_s}{1 + \lambda l_{k\,min}} h_d \eta_i i \frac{n}{60} z \tag{12.56}$$

2.4.3. Efektivna snaga motora s unutrašnjim izgaranjem

Efektivna je snaga motora P_e snaga koju motor daje na spojci osovine. Ona je manja od indicirane snage P_i za mehaničke gubitke (trenje stapa, gubici u ležajima i sl.). Mehanički gubici određeni su mehaničkim stupnjem djelovanja η_m, koji je definiran omjerom

$$\eta_m = \frac{P_e}{P_i} \tag{12.57}$$

Osim toga, efektivni stupanj djelovanja η_e definira se kao omjer efektivne snage P_e i dovedene topline u gorivu Q_d, pa je

$$\eta_e = \frac{P_e}{Q_d} = \eta_t \, \eta_g \, \eta_m = \eta_i \, \eta_m \tag{12.58}$$

Mehanički stupanj djelovanja *Otto*-motora iznosi od 0,82 do 0,92, a dizelskih motora od 0,75 do 0,92. Motori manje snage imaju manji, a veće snage veći mehanički stupanj djelovanja (tabl. 12.1).

Efektivni stupanj djelovanja *Otto*-motora iznosi od 0,20 do 0,32. Četverotaktnim motorima nešto je viši efektivni stupanj djelovanja, a dizelskima se kreće od 0,35 do 0,44 za motore veće snage (više od 10 kW po cilindru), a od 0,29 do 0,37 za one manje snage.

Da bi se izračunale efektivne snage, mogu poslužiti formule izvedene za određivanje indicirane snage. U (12.48) treba umjesto prosječnoga indiciranog tlaka p_1 uvrstiti prosječni efektivni tlak p_e, koji je određen relacijom $p_e = p_i \, \eta_m$, a u (12.53) valja umjesto indiciranog η_i uvrstiti efektivni stupanj djelovanja η_e u skladu sa (12.58).

Ako se usporedi relacija (12.48) s izrazom (12.53) za dizelski motor i s relacijom (12.56) za motor s *Otto*-procesom, mogu se ustanoviti vrijednosti za prosječni indicirani tlak p_i i za prosječni efektivni tlak p_e. Za dizelski se motor dobiva

$$p_e = \frac{\lambda_p \, \varrho_z}{\lambda \, l_{k\,min}} h_d \, \eta_e \tag{12.59}$$

a za *Otto*-motor

$$p_e = \frac{\lambda_p \, \varrho_s}{1 + \lambda \, l_{k\,min}} h_d \, \eta_e \tag{12.60}$$

2.4.4. Utjecaji na snagu motora

Snaga koju motor daje na osovini ovisi o brzini vrtnje, o stupnjevima djelovanja i o količini goriva koja se dovodi u cilindre.

Snaga je izravno proporcionalna brzini vrtnje n prema (12.53) i (12.56). Motor je konstruiran za maksimalnu snagu, koja se u pogonu ne smije prekoračiti jer bi time toplinska i mehanička naprezanja premašila dopuštene granice. To znači da motor može raditi uz neku stanovitu maksimalnu brzinu vrtnje.

Indikatorski stupanj djelovanja opada s porastom brzine vrtnje jer njihovo povećanje izaziva veće razlike između stvarnog i teorijskog procesa zbog kraćeg vremena koje ostaje za izgaranje, za ispuhivanje i usisavanje. S druge strane, mehanički stupanj djelovanja raste s povećanjem snage motora jer gubici snage zbog trenja znatno se sporije povećavaju nego što s povećanjem brzine vrtnje raste snaga. Normalno, znatno je veći utjecaj snage i brzine vrtnje na mehanički stupanj djelovanja, nego na indikatorski. Stoga efektivni stupanj djelovanja postiže maksimalnu vrijednost za neko opterećenje koje je manje od maksimalnoga.

Uz konstantnu brzinu vrtnje efektivna snaga ovisi o prosječnome efektivnom tlaku, koji se može mijenjati uz promjenu dovedene količine goriva.

U cilindar dizelskog motora usisava se uvijek jednaka količina zraka, neovisno o količini goriva koja će u nj biti uštrcana, a kojom se i regulira snaga. Ako se u istu količinu zraka uštrca manje goriva, to znači da je omjer zraka λ postao veći. Valja tu napomenuti da je $l_{k\min}$ u (12.59) potrebna minimalna količina zraka po kg goriva, pa je ta vrijednost za neko gorivo konstantna. S porastom omjera zraka λ smanjuje se prosječni efektivni tlak p_e (12.59), a stoga i snaga motora (12.53).

U *Otto*-motoru radi sigurnog paljenja i ekonomičnog pogona mora sastav smjese goriva i zraka ostati nepromijenjen, što znači da omjer zraka λ u (12.60) ostaje konstantan. Zato se snaga motora uz konstantnu brzinu vrtnje regulira promjenom količine smjese koja se dovodi u cilindar za vrijeme usisavanja.

2.5. Upotreba motora s unutrašnjim izgaranjem

Motori s unutrašnjim izgaranjem danas su najčešći strojevi za proizvodnju mehaničke energije (pogonski strojevi). Ocjenjuje se da njima pripada više od 90% ukupne snage svih pogonskih strojeva koji energiju goriva i potencijalnu energiju vode transformiraju u mehaničku energiju. Uzrok tako širokoj primjeni valja tražiti u činjenici što se mogu ekonomično izgraditi motori u širokom rasponu snaga i što je vrlo jednostavno osigurati opskrbu pogonskim gorivom, a bez posebnih vodova i priključaka.

Motori s unutrašnjim izgaranjem danas se u prvom redu ugrađuju u prometna sredstva (osobni i teretni automobili, motocikli, avionski motori, brodski strojevi, dizelski motori za željeznice), ali je njihova upotreba znatna i u poljoprivredi (traktori, vršaći strojevi i sl.), u građevinarstvu (buldožeri, miješalice, dizalice i sl.) i u vojsci (tenkovi, avijacija, transportna sredstva na kopnu i moru).

Motori s unutrašnjim izgaranjem izvode se danas do snage od oko 35 do 40 MW.

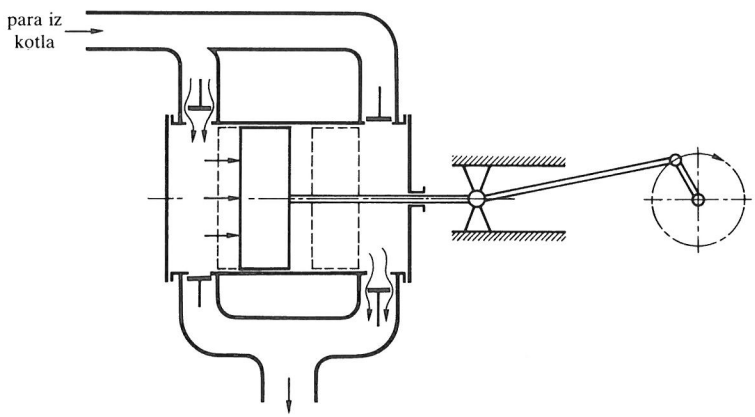
Za pogon električnih generatora danas se vrlo rijetko susreću takvi motori ako je riječ o redovnoj proizvodnji električne energije za javnu mrežu. Pritom se ističu dva razloga: potrebno je kvalitetno gorivo i ne mogu se izgraditi motori velikih snaga kakve su danas za to potrebne. Nasuprot tome, motori s unutrašnjim izgaranjem vrlo se raznovrsno upotrebljavaju za pogon agregata koji služe kao rezervni energetski izvori prekine li se opskrba električnom energijom iz mreže. Ponajviše su to motori relativno malih snaga jer je riječ o proizvodnji električne energije za samo najvažnije potrošače. S druge strane, u zemljama koje su tek u početnome razvojnom stadiju i gdje još nije izgrađena električna mreža, upotreba motora s unutrašnjim izgaranjem ima puno opravdanje za opskrbu električnom energijom izoliranih područja. Unatoč tome može se danas naići na velike dizelske motore za proizvodnju električne energije i u visokorazvijenim zemljama. Tako je u Belgiji nedavno montiran agregat s dizelskim motorom snage 29,4 MW (s mogućnošću preopterećenja do 32,4 MW). To je, izgleda, dizelski motor najveće snage koji se danas upotrebljava za proizvodnju električne energije.

3. Stapni strojevi s parom kao djelatnom tvari

3.1. Rad stapnog parnog stroja

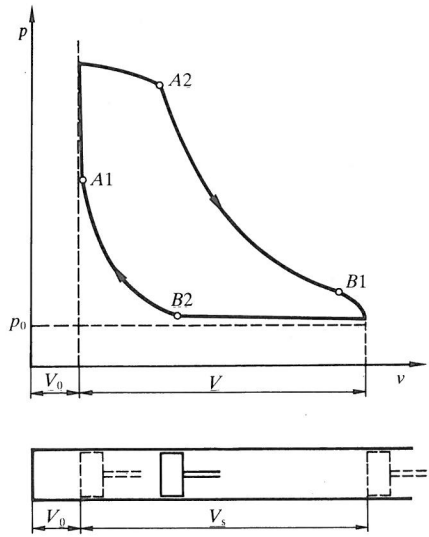
U parni stapni stroj ili, kako se najčešće naziva, parni stroj, struji para iz parnog kotla; u stroju ona samo ekspandira djelujući na stap, a on u drugom stapaju istiskuje već ekspandiranu paru iz cilindra. Prema tome, za razliku od stapnih strojeva s unutrašnjim izgaranjem, samo dio kružnog procesa odvija se u parnom stroju; za kompresiju djelatne tvari potrebna je pojna pumpa (toč. 8. osmog poglavlja), a za zagrijavanje i isparivanje vode parni kotao.

Promotrit će se način rada parnog stroja, a cijeli će se proces poslije analizirati. Skica je na sl. 12.23, a promjene tlaka i volumena u cilindru prikazane su na sl. 12.24. Na skici je dvoradni parni stroj, jer se takav normalno izvodi, što znači da se proces odvija s obje strane stapa. Ventil za dovod pare u cilindar otvara se neposredno prije nego što stap dođe u krajnji položaj (točka A1 na sl. 12.24).



Sl. 12.23. Skica parnog stroja

Sl. 12.24. Indikatorski dijagram parnog stroja



Pošto para stigne u cilindar, tlak u njemu naglo poraste i dostigne tlak pare kad stap dođe u krajnji položaj. Dovodni ventil ostat će otvoren sve do položaja stapa koji odgovara točki A2, ali će tlak postepeno padati zbog prigušivanja u dovodnim cijevima i dovodnom ventilu. Nakon zatvaranja započinje ekspanzija pare, koja ne teče po adijabati jer toplina pare prelazi na stijenku cilindra, ali i s nje se prenosi na paru. Tijekom punjenja, naime, nailazi svježa para na stijenke koje su se ohladile za prethodnog stapaja. Za vrijeme ekspanzije temperatura pare opada, ali su se tijekom punjenja i prvog dijela ekspanzije stijenke cilindra ugrijale, pa na kraju ekspanzije imaju višu temperaturu nego para. Prije nego što stap dođe do krajnjeg položaja, otvara se ispušni ventil (točka B1 na sl. 12.24) da bi se osiguralo pravodobno istjecanje ekspandirane pare. Zbog otpora strujanju u ispušnom ventilu i ispušnoj cijevi, tlak istiskivanja viši je od tlaka p_0 koji odgovara protutlaku na izlazu iz parnog stroja. Visina protutlaka p_0 ovisi o tome iskorištava li se ispušna para za grijanje ili tehnološke procese, ili se vodi u kondenzator.

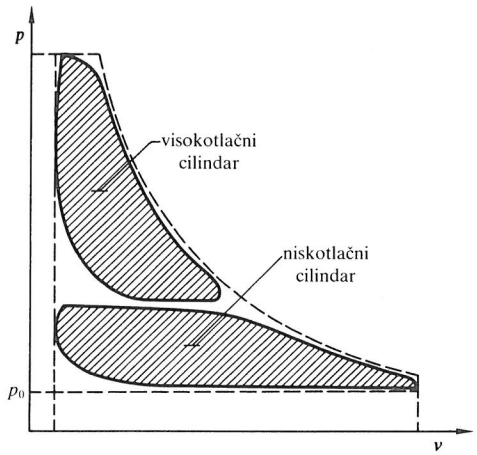
Da se spriječi veće hlađenje svježe pare koja će biti dovedena u cilindar, ne istiskuje se sva preostala para, već se ispušni ventil zatvara (točka B2) znatno prije krajnjeg položaja stapa. Tad se počinje komprimirati zaostala para da bi se na kraju kompresije (točka A1) postigla ona temperatura koja je jednaka srednjoj temperaturi stijenki cilindra.

Prema tome, cijeli proces odvija se u dva stapaja, što odgovara dvotaktnom motoru s unutrašnjim izgaranjem. Tijekom punjenja i ekspanzije pare na jednoj strani stapa, druga njegova strana istiskuje i komprimira paru, i obrnuto.

Za pogon parom višeg tlaka izvode se parni strojevi s dvostepenom (pa i trostepenom i četverostepenom) ekspanzijom. Kad je ekspanzija dvostepena, svježa para ekspandira u visokotlačnom cilindru do protutlaka, koji je ulazni tlak u niskotlačni cilindar, gdje para dalje ekspandira do konačnog protutlaka. I visokotlačni i niskotlačni cilindar svojim stapovima djeluju na zajedničku koljenča-

stu osovinu. Tlak na izlazu iz visokotlačnog cilindra i tlak na ulazu u niskotlačni cilindar odabiru se tako da snage tih dvaju cilindara budu podjednake. Niskotlačni cilindar mora imati veći promjer, kako bi se uz sniženi tlak postigla jednaka sila na stap, ali i veću duljinu jer je specifični volumen pare veći, a kroz oba cilindra prolazi jednaka količina pare. Omjer između volumena cilindra i površine stapova kreće se od 1:3 do 1:4,5, što ovisi o tlaku svježe pare i o protutlaku na kraju ekspanzije. Podjelom ekspanzije na dva dijela (ili više dijelova) postiže se jednoličniji hod stroja jer su tako procesi u cilindrima međusobno vremenski pomaknuti. Osim toga, manje su razlike između temperatura pare i stijenki cilindara jer su i razlike temperaturâ pare na ulazu i na izlazu iz cilindara manje, pa to izaziva i manje nepovratljivosti u procesu, a s time i manje gubitke. To je osim veće jednolikosti hoda i glavna prednost podjele ekspanzije u dva i više dijelova.

Na sl. 12.25. indikatorski su dijagrami za parni stroj s dvostepenom ekspanzijom.



Sl. 12.25. Indikatorski dijagram parnog stroja s dvostepenom ekspanzijom

3.2. Kružni procesi s parom kao djelatnom tvari

3.2.1. Općenito o procesima s parom kao djelatnom tvari

Kao što je već spomenuto, u parnome stapnom stroju, a to vrijedi i za parnu turbinu, izvodi se samo dio kružnog procesa, a za ostali njegov tok potrebna je pojna pumpa i parni kotao. Stoga kružne procese s parom kao djelatnom tvari valja promatrati kao cjelinu.

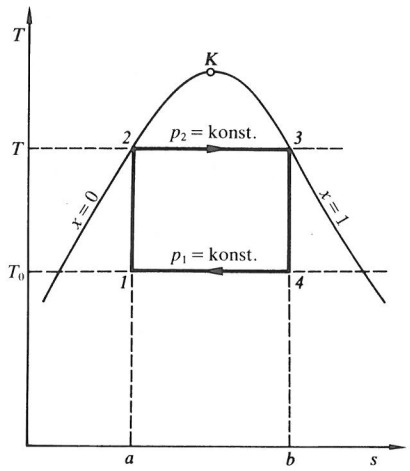
Osim toga, bitna je razlika kad je u procesu djelatna tvar plin ili je to para. Za vrijeme procesa s plinom ne mijenja se agregatno stanje, a para prelazi iz tekućega u plinovito stanje, i obratno. Prva je prednost parnih procesa u vrlo velikoj promjeni specifičnog volumena pri isparivanju i kondenzaciji. Zbog toga je u p,v-dijagramu površina takvih kružnih procesa velika, što znači da se pomoću jedinice mase djelatne tvari dobiva relativno velika mehanička energija. Druga je prednost takvih procesa u tome što se toplina odvodi za vrijeme kondenzacije, dakle istodobno i uz izobarnu i uz izotermnu promjenu stanja. Izobarna promjena stanja pri odvodu topline povoljna je za tehničku izvedivost procesa, a izotermna omogućuje prilagodbu termičkim karakteristikama okoline. Takvo odvođenje topline iz procesa s plinom kao djelatnom tvari može se ostvariti samo kad se kompresija podijeli na vrlo velik broj stupnjeva. Odvođenje topline iz procesa u motorima s unutrašnjim izgaranjem događa se – kako je pokazano u 2.3. ovog poglavlja – pri znatno višim temperaturama okoline.

Koliko god su s gledišta termodinamike povoljni odnosi pri odvođenju topline u parnom procesu, toliko su nepovoljni pri njezinu dovođenju jer je temperatura plinova izgaranja u parnom kotlu znatno viša od one koju ima djelatna tvar u kružnom procesu. Te su temperaturne razlike prikazane u toč. 1. osmog poglavlja. Prema tome, svi napori da se poboljšaju parni procesi odnose se na prilike za vrijeme dovoda topline. S druge strane, kad je plin djelatna tvar, puna se pažnja poklanja odnosima tijekom odvoda topline jer su temperature dovođenja topline u takvim procesima jednake temperaturama izgaranja.

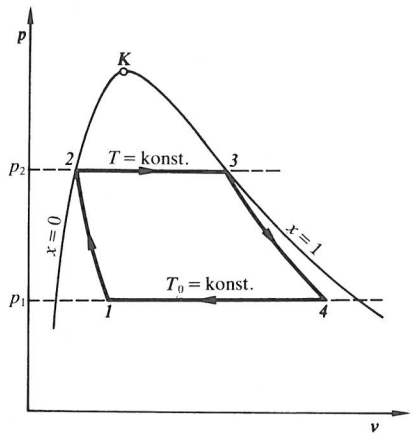
3.2.2. Kružni proces s mokrom parom

U području mokre pare (7.4.3. petog poglavlja) mogao bi se izvesti kružni proces među stalnim tlakovima, a budući da su u području mokre pare izobare ujedno i izoterme, proces među stalnim tlakovima ujedno je i Carnotov proces (4.4.2. petog poglavlja). Takav proces vidi se na sl. 12.26. u T,s-dijagramu, a na sl. 12.27. u p,v-dijagramu. Za provedbu takva procesa potrebni su uređaji i strojevi nacrtani na sl. 12.28.

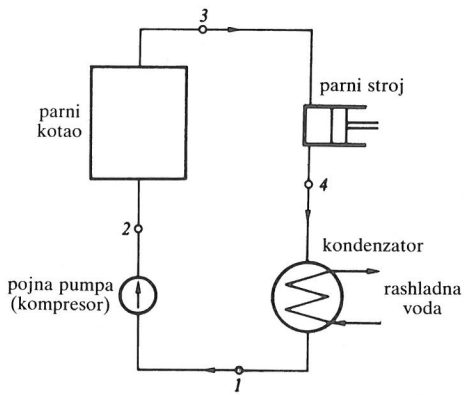
Proces ima četiri faze i svaka se odvija u odvojenom dijelu postrojenja. Dovod topline uz istodobno isparivanje između stanja 2 i 3 (sl. 12.26. do 12.28) provodi se u parnom kotlu, pa je dovedena toplina proporcionalna površini a – 2 – 3 – b (sl. 12.26). U stanju 2 djelatna tvar je tekućina ($x = 0$), a u stanju 3 suha je para ($x = 1$). Svakako da bi se proces mogao odvijati i unutar graničnih krivulja, pa bi tad za točku 2 vrijedilo da je $x > 0$, a $x < 1$ za točku 3. Pritom će se uz istu količinu pare moći dobiti manja količina mehaničke energije – to manja što su točke 2 i 3 više udaljene od graničnih krivulja. Para proizvedena u kotlu ekspandira adijabatski u parnom stroju od stanja 3 do 4. Za ekspanzije dio se pare kondenzira jer se adijabate sve više udaljuju od granične krivulje, pa u kondenzator dolazi smjesa pare i tekućine. Na kraju ekspanzije mokra para ima temperaturu T_0, koja je i najniža temperatura u procesu. U kondenzatoru se preostala para postepeno



Sl. 12.26. Carnotov proces s mokrom parom u T,s-dijagramu



Sl. 12.27. Carnotov proces s mokrom parom u p,v-dijagramu



Sl. 12.28. Shema postrojenja za kružni proces s parom kao djelatnom tvari

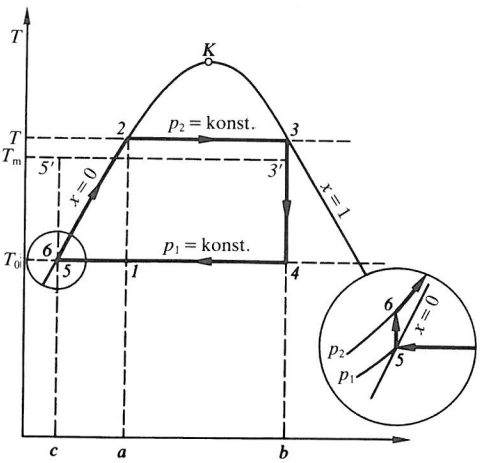
kondenzira zbog toga što se toplina odvodi rashladnom vodom koja struji kroz kondenzator. Odvedena toplina (za proces prikazan na sl. 12.26) proporcionalna je površini b – 4 – 1 – a. Da bi se adijabatskom kompresijom mogla dobiti vrela voda stanja 2, morala bi se iz kondenzatora isisati smjesa tekućine i pare koja odgovara stanju 1. Prilikom kompresije, međutim, ugrijava se samo para, a tekućina će, zbog loših uvjeta pri izmjeni topline, ostati pretežno hladna. Zato se na kraju kompresije neće dobiti vrela voda stanja 1, već neka smjesa pregrijane pare i hladne vode; neće, dakle, nastati stanje koje odgovara pretpostavljenome kružnom procesu. To znači da je praktički nemoguće ostvariti Carnotov proces s mokrom parom.

Stoga se u praksi kompresor zamjenjuje pojnom pumpom, a to znači da se sva para koja izlazi iz parnog stroja mora kondenzirati u kondenzatoru i da na izlazu

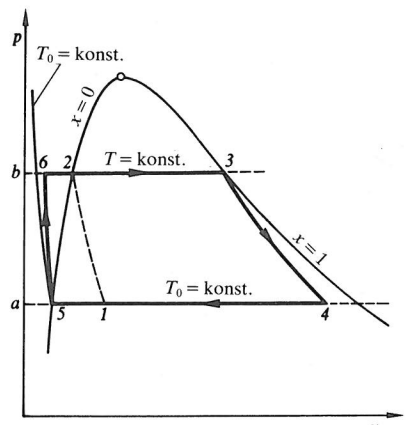
mora biti postignuto stanje na izobari $p_1 = \text{konst.}$, koja je ujedno i izoterma $T_0 = \text{konst.}$, ali je na donjoj graničnoj krivulji ($x = 0$). To je stanje 5 na sl. 12.29. i 12.30. Pojna pumpa siše vodu temperature T_0 i tlaka p_1, pa je adijabatski komprimira na tlak p_2, koji je jednak tlaku u kotlu. Pritom temperatura tekućine naraste za vrlo mali iznos (povećani dio T,s-dijagrama na sl. 12.29) jer stanja 5 i 6 padaju gotovo zajedno. Proces kompresije pojnom pumpom prikazan je krivuljom 5–6 u p,v-dijagramu (sl. 12.30), u kojem su prilike lijevo od donje granične krivulje ($x = 0$) nacrtane karikirano kako bi se jasnije prikazao proces kompresije. Zapravo u p,v-dijagramu donja granična krivulja, adijabata i izoterma $T_0 = \text{konst.}$ padaju zajedno, i to u jednu vertikalnu liniju koja je gotovo paralelna s ordinatnom osi. Potrebna energija za pumpanje proporcionalna je površini a – 5 – 6 – b na sl. 12.30. Uzme li se da je volumen v_5 prije kompresije praktički jednak volumenu v_6 nakon nje, potrebna je mehanička energija za pumpanje

$$w_p = (p_2 - p_1)\, v_5 \tag{12.61}$$

Ona je vrlo malena u usporedbi s mehaničkom energijom koja se dobiva ekspanzijom pare, pa se u teorijskim razmatranjima može zanemariti. U praktičkim proračunima, posebno za prilike u termoelektranama, potrebna energija koja se utroši za pumpanje vode u parni kotao uračunava se u vlastiti potrošak elektrane, pa se tada kružni proces promatra ne smatrajući pumpanje dijelom kružnog procesa.



Sl. 12.29. Proces s mokrom parom u T,s-dijagramu



Sl. 12.30. Proces s mokrom parom u p,v-dijagramu

Temperatura vode koja je pod tlakom p_2 dovedena u kotao (stanje 6) niža je od temperature isparivanja pri tlaku p_2, pa se ona mora prije isparivanja ugrijati do T_6 do T_2 (sl. 12.29). To se postiže ili predgrijavajući vodu prije nego što se uvede u kotao ili upumpavajući je u hladnom stanju u kotao, gdje se miješa s njegovom vrućom vodom.

Stupanj djelovanja Carnotova procesa (sl. 12.26. i 12.27) ovisi samo o temperaturama T_d i T_0 (4.4.2. petog poglavlja), a određen je relacijom (5.144). Prijelazom na proces na sl. 12.29. i 12.30, koji se naziva Rankineov proces ili Clausius-Rankineov proces, dobiva se više mehaničke energije iz 1 kg pare jer je mehanička energija nastala prema Rankineovu procesu proporcionalna površini 5 – 2 – 3 – 4, a ona iz Carnotova procesa proporcionalna je površini 1 – 2 – 3 – 4. To je posljedica veće količine dovedene topline. Termički stupanj djelovanja Rankineova procesa slabiji je od Carnotova. Dovedena toplina q_d u Rankineovu procesu proporcionalna je površini c – 5 – 2 – 3 – b na sl. 12.29, a odvedena toplina q_0 površini c – 5 – 4 – b, pa je stupanj djelovanja

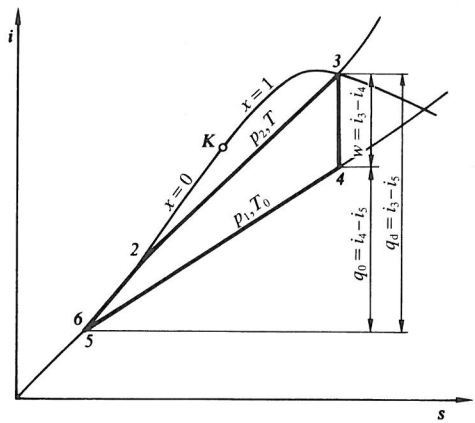
$$\eta_t = 1 - \frac{|q_0|}{q_d} \tag{12.62}$$

Ako se površina c – 5 – 2 – 3 – b zamijeni pravokutnikom jednake površine, ali da osnovica bude jednaka razlici entropija $s_4 - s_5$, dobiva se iz visine pravokutnika c – 5′ – 3′ – b (sl. 12.29) srednja temperatura T_m dovoda topline, pa će termički stupanj djelovanja Rankineova procesa biti

$$\eta_t = 1 - \frac{T_0}{T_m} \tag{12.63}$$

Budući da je $T_m < T$, termički je stupanj djelovanja Rankineova procesa manji od onoga u Carnotovu procesu.

Kako je već spomenuto u 8.3. petog poglavlja, upotreba *i,s*-dijagrama ima znatne prednosti jer su u njemu entalpije dužine. Na sl. 12.31. predočen je proces



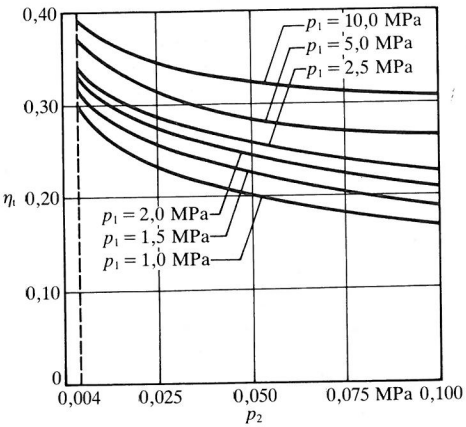
Sl. 12.31. Proces s mokrom parom u *i,s*-dijagramu

s mokrom parom i u *i,s*-dijagramu. Stanja su označena kao u *T,s*-dijagramu (sl. 12.29) i u *p,v*-dijagramu (sl. 12.30). Kao u *T,s*-dijagramu i u *i,s*-dijagramu točke 5 i 6 padaju praktički zajedno jer su izobare vrlo guste u području tekućega agregatnog stanja (lijevo od donje granične krivulje). Unesu li se razlike entalpija, termički je stupanj djelovanja procesa

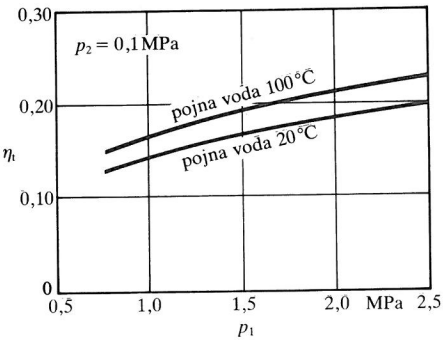
$$\eta_t = 1 - \frac{i_4 - i_5}{i_3 - i_5} = \frac{i_3 - i_4}{i_3 - i_5} \tag{12.64}$$

jer je razlika entalpija $i_3 - i_4$ upravo jednaka mehaničkoj energiji koja se dobiva iz procesa ako ekspanzija teče po adijabati.

Termički stupanj djelovanja procesa s mokrom parom ovisi o tlaku svježe pare p_1 i tlaku p_2 na kraju procesa, što je prikazano na sl. 12.32. U svim slučajevima računalo se da temperatura pojne vode, koja se dovodi pumpi, odgovara temperaturi isparivanja pri tlaku p_2. Proces s vlažnom parom radi s niskim stupnjem djelovanja. On je to niži što je razlika tlakova $p_1 - p_2$ manja, a znatno poraste snizi li se tlak na kraju ekspanzije, što se može ostvariti ugradnjom kondenzatora hlađenoga rashladnom vodom ili zrakom.



Sl. 12.32. Termički stupanj djelovanja η_t procesa s mokrom parom ovisno o tlaku na kraju ekspanzije, a za različite vrijednosti tlaka svježe pare



Sl. 12.33. Termički stupanj djelovanja η_t procesa s mokrom parom ovisno o tlaku p_1 svježe pare za tlak na kraju ekspanzije od p_2 = 0,1 MPa

Ako se para nakon ekspanzije odvodi neposredno u okolinu, govori se o ispušnim parnim strojevima. Tad okolina preuzima ulogu kondenzatora. Ispušna para kondenzirat će se negdje u okolini i ohladiti se do njezine temperature. Voda kojom se napaja kotao uzimat će se iz rijeke, potoka ili bunara, i pritom nije bitno vraćaju li se iste molekule vode u proces. Tu je, međutim, temperatura pojne vode niža od temperature na kraju ekspanzije, pa je dio unutrašnje energije tekućine izgubljen za proces. Tad se u nazivniku relacije (12.64) umjesto i_5 pojavljuje entalpija vode koja odgovara temperaturi okoline. Stoga je i termički stupanj djelovanja ispušnoga parnog stroja niži nego kad se napaja vodom one temperature koju ima para na kraju ekspanzije (sl. 12.33).

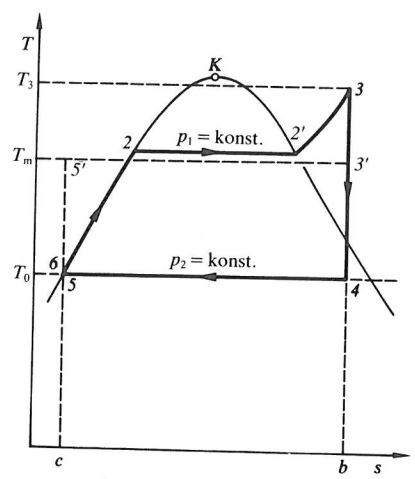
S porastom tlaka svježe pare povisuje se termički stupanj djelovanja (sl. 12.32). Taj je porast vrlo malen u usporedbi s povišenjem tlaka, ali se zbog većeg tlaka mora stroj čvršće graditi. Relativno mali porast termičkog stupnja djelovanja može se rastumačiti činjenicom da se s povišenjem tlaka, doduše, povisuje temperatura svježe pare, ali srednja temperatura dovođenja topline T_m (na sl. 12.29) sve polaganije raste što je tlak svježe pare viši. Sve se više, naime, dolazi u uži dio ispod graničnih krivulja.

Ako se para nakon ekspanzije odvodi neposredno u okolinu, govori se o ispušnim parnim strojevima. Tad okolina preuzima ulogu kondenzatora. Ispušna para kondenzirat će se negdje u okolini i ohladiti se do njezine temperature. Voda kojom se napaja kotao uzimat će se iz rijeke, potoka ili bunara, i pritom nije bitno vraćaju li se iste molekule vode u proces. Tu je, međutim, temperatura pojne vode niža od temperature na kraju ekspanzije, pa je dio unutrašnje energije tekućine izgubljen za proces. Tad se u nazivniku relacije (12.64) umjesto i_5 pojavljuje entalpija vode koja odgovara temperaturi okoline. Stoga je i termički stupanj djelovanja ispušnoga parnog stroja niži nego kad se napaja vodom one temperature koju ima para na kraju ekspanzije (sl. 12.33).

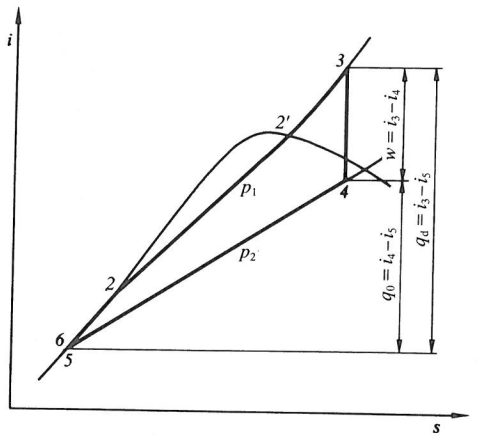
S porastom tlaka svježe pare povisuje se termički stupanj djelovanja (sl. 12.32). Taj je porast vrlo malen u usporedbi s povišenjem tlaka, ali se zbog većeg tlaka mora stroj čvršće graditi. Relativno mali porast termičkog stupnja djelovanja može se rastumačiti činjenicom da se s povišenjem tlaka, doduše, povisuje temperatura svježe pare, ali srednja temperatura dovođenja topline T_m (na sl. 12.29) sve polaganije raste što je tlak svježe pare viši. Sve se više, naime, dolazi u uži dio ispod graničnih krivulja.

3.2.3. Proces s pregrijanom parom

Kako bi se izbjegli visoki tlakovi, a da se ipak postignu visoke temperature, normalno se proces izvodi s pregrijanom parom (7.5. petog poglavlja). Na sl. 12.34. proces je s pregrijanom parom u T,s-dijagramu, a na sl. 12.35. u i,s-dijagramu. Energija potrebna za pumpanje može se zanemariti kao i u procesu s mokrom parom.

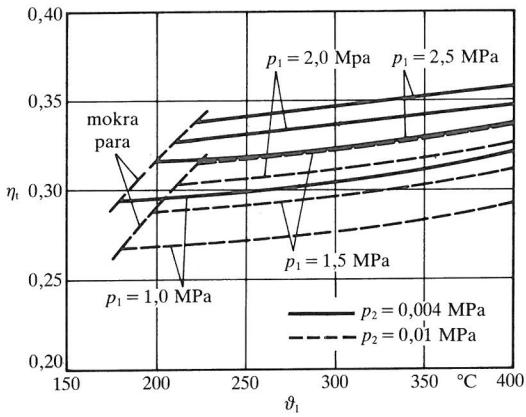


Sl. 12.34. Proces s pregrijanom parom u T,s-dijagramu



Sl. 12.35. Proces s pregrijanom parom u i,s-dijagramu

Termički stupanj djelovanja određuje se iz relacije (12.64), ali uzevši u obzir značenje oznaka na sl. 12.34. i 12.35. U usporedbi s procesom s mokrom parom proces s pregrijanom parom ima bolji stupanj djelovanja (sl. 12.36), koji je to viši što je temperatura pregrijanja viša. To je posljedica porasta srednje temperature T_m (sl. 12.34) dovođenja topline.



Sl. 12.36. Termički stupanj djelovanja procesa s pregrijanom parom ovisno o temperaturi pregrijanja ϑ_1 za različite tlakove svježe pare p_1 i za različite tlakove na kraju ekspanzije p_2

To povećanje termičkog stupnja djelovanja, međutim, nije znatno jer jače neće porasti ni srednja temperatura zbog toga što ni entalpija pregrijavanja prema entalpiji isparivanja nije velika. Glavna je, ipak, prednost upotrebe pregrijane pare za pogon stapnih parnih strojeva u tome što se smanjuju gubici nepovratljivih procesa pri ulasku pare u cilindar parnog stroja.

O mogućnostima da se poboljša termički stupanj djelovanja procesa s pregrijanom parom bit će riječi kad se budu razmatrali procesi u parnim turbinama.

3.3. Stvarni proces i snaga stapnog parnog stroja

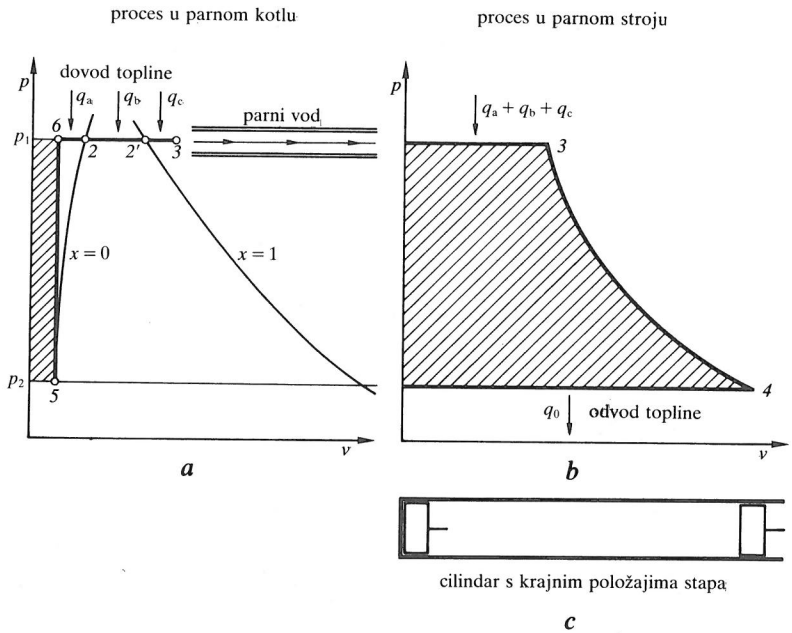
3.3.1. Indikatorski dijagram

Stvarni proces u stapnome parnom stroju znatno se razlikuje od onoga teorijskog, prema kojem je određen termički stupanj djelovanja. Da se odijeli proces u parnom stroju od onoga u kotlu, može poslužiti sl. 12.37. Lijevo je dijagram procesa u pojnoj pumpi (5–6) i u parnom kotlu, i to: 6–2 zagrijavanje vode uz dovod topline q_a, 2–2′ isparivanje uz dovođenje topline q_b, 2′–3 pregrijavanje pare uz dovod topline q_c (oznake stanja odgovaraju dijagramima na sl. 12.34. i 12.35). Desno je proces u parnom stroju bez gubitaka i uz pretpostavku da je volumen prostora koji zatvaraju stijenke cilindra i čeona ploha stapa u lijevom krajnjem

položaju (sl. 12.37c) jednak nuli. Taj se volumen naziva štetnim prostorom. Površina desnog p,v-dijagrama na sl. 12.37. proporcionalna je mehaničkoj energiji po kg pare (w_t), koja se dobiva uz nepovratljivi proces, pa je

$$w_t = \eta_t q_d = \eta_t (q_a + q_b + q_c) \tag{12.65}$$

Tu je η_t termički stupanj djelovanja, a q_d dovedena toplina po kg pare.



Sl. 12.37. Proces u parnom kotlu i parnom stroju bez štetnog prostora; prikaz u p,v-dijagramu

Stvarni p,v-dijagram parnog stroja (indikatorski dijagram, o kojem je već bilo riječi u 3.1. ovog poglavlja), a prikazan je na sl. 12.24, razlikuje se od teorijskoga zbog izmjene topline između pare i stijenki cilindra, nepotpune ekspanzije, gubitaka izazvanih prigušivanjem i nepotpune kompresije.

Za vrijeme ekspanzije mijenja se temperatura pare, pa se stijenke cilindra nastoje prilagoditi toj temperaturi. Tijekom punjenja svježa para nailazi na stijenke koje su se ohladile u prethodnome radnom ciklusu. Zbog toga toplina prelazi od pare na stijenke. Dok traje ekspanzija, temperatura pare opada, a najniža se vrijednost postiže kad se ona istiskuje iz cilindra. Stijenke su za vrijeme punjenja i u prvom dijelu ekspanzije vruće, pa su na kraju ekspanzije toplije nego ohlađena para. Zato se tada mijenja smjer prijelaza topline, i stijenke griju paru. Analogna je pojava za vrijeme istiskivanja i na početku kompresije, pa stijenke predaju toplinu pari, a u drugom dijelu kompresije ona predaje toplinu stijenkama.

U ustaljenom stanju tijekom jednoga radnog ciklusa stijenke predaju pari jednako toliko topline koliko su je od nje preuzele. Uz dobru toplinsku izolaciju cilindra, dakle, u okolinu se ne odvodi toplina. Unatoč tome takve pojave izazivaju gubitke jer je to nepovratljiv proces prijelaza topline. Gubici su zbog izmjene topline između pare i stijenki manji kad se u parni stroj dovodi pregrijana para nego kad je to mokra para. Odvodeći toplinu mokroj pari zapazit će se kondenzacija na stijenkama, odnosno isparivanje kad stijenke predaju toplinu pari. Tad je koeficijent prijelaza topline znatno veći nego kad se u cilindar dovodi pregrijana para. Spomenuti gubici bit će manji uz dvostepenu ekspanziju (sl. 12.25). Kolebanja su temperature stijenki svakog cilindra pritom mnogo manja jer je manja i razlika temperatura na ulazu i na izlazu iz svakog cilindra.

Gubici zbog izmjene topline između pare i stijenki najintenzivniji su na početku punjenja jer su tad i temperaturne razlike najveće. Stoga na iznos tih gubitaka znatno utječe površina štetnog prostora. U najpovoljnijem slučaju, kad bi se i štetni prostor smanjio što je najviše moguće, površina će ipak ostati konačno velika jer će biti najmanje kao dvostruka čeona stapna ploha. Iz konstrukcijskih razloga, međutim, ne može se izvesti parni stroj bez štetnog prostora, koji utječe ne samo na gubitke zbog izmjene topline nego će zbog njega biti manja površina u p,v-dijagramu.

Da bi se smanjile dimenzije cilindra, odustaje se od potpune ekspanzije pare. Zato je u cilindru neposredno prije nego što se otvori ispušni ventil tlak nešto veći nego u kondenzatoru ili okolini. To je uzrok da se gubi dio rada koji bi još mogla izvršiti para, pa se smanjuje površina p,v-dijagrama.

Gubici zbog prigušivanja pojavljuju se tijekom punjenja i istiskivanja pare. Posljedica je prigušenja u tome što se cilindar ne puni po izobari, nego po krivulji koja završava točkom A2 na sl. 12.24, pa se ispušni ventil mora otvoriti prije (točka B1 na sl. 12.24) nego što stap stigne do krajnjeg položaja, kako bi se pravodobno istisnula para iz cilindra.

Da bi se u cilindru neposredno prije početka punjenja postigao tlak približno jednak onome svježe pare, ne ispušta se sva para iz cilindra. U njemu ostaje volumen pare koji odgovara točki B2 na sl. 12.24, a on se nastoji adijabatski komprimirati do tlaka svježe pare. Takva se kompresija međutim ne može ostvariti zbog izmjene topline sa stijenkama. Taj je utjecaj velik jer su površine stijenki relativno velike, a količina je pare mala. Na kraju kompresije para dostigne tlak koji odgovara točki A1 na sl. 12.24, pa svježa para dolazi u prostor nižeg tlaka, što je također spojeno s gubicima.

Svi spomenuti gubici smanjuju površinu kružnog dijagrama pa i mehaničku energiju u usporedbi s teorijskim procesom. Kao i za motore s unutrašnjim izgaranjem može se i za parni stapni stroj odrediti indicirana energija za jedan radni ciklus prema (12.40), a odatle i indicirani stupanj djelovanja (unutrašnji stupanj djelovanja) prema (12.41). Prirodno je da se i za parni stroj dade ustanoviti stupanj povratljivosti (stupanj valjanosti) stvarnog procesa prema (12.42).

Stupanj povratljivosti procesa u parnome stapnom stroju ovisi o stanju svježe pare, tlaku na kraju ekspanzije i o broju stupnjeva ekspanzije. Njegova vrijednost kreće se u ovim granicama:

	Jednostepena ekspanzija	Dvostepena ekspanzija
Zasićena para ispuh	0,50...0,68	0,55...0,70
Pregrijana para kondenzacija	0,50...0,70	0,55...0,75
Protutlak 0,2 MPa	0,62...0,80	0,63...0,82

Manje vrijednosti stupnja povratljivosti vrijede za strojeve manje, a veće vrijednosti za one veće snage.

Prosječni indicirani tlak p_i izračunava se iz (12.44).

3.3.2. Snaga stapnog parnog stroja

Prosječna sila na stap izračunava se pomoću indiciranog tlaka p_i i površine stapa prema (12.45), pa je i energija koju preuzima stap određena relacijom (12.46).

Na način prikazan u 2.4.2. ovog poglavlja izračunava se indicirana snaga parnog stroja, koja će, na osnovi relacije (12.48), biti u vatima

$$P_i = V_s p_i \frac{n}{30} \tag{12.66}$$

Tu je V_s stapajni volumen u m^3, p_i indicirani tlak u N/m^2, a n je brzina vrtnje u minuti. Izraz (12.66) izvodi se iz (12.48) jer se parni stroj može smatrati dvoradnim dvotaktnim motorom ($i = 2$) i u svim je slučajevima $z = 1$, bez obzira na to je li ekspanzija jednostepena ili višestepena zbog toga što se indicirani tlak utvrđuje za ukupnu ekspanziju, npr. prema dijagramu na sl. 12.35. Često se snaga određuje pomoću srednje

brzine stapa $c_s = \frac{2 s n}{60}$, gdje je s stapaj u m, i pomoću površine stapa A_s u cm^2. Tad je snaga parnog stroja u kilovatima

$$P_i = A_s p_i c_s \, 10^{-2} \tag{12.67}$$

Efektivna snaga P_e parnog stroja, a to je snaga koju motor daje na spojci osovine, manja je od indicirane za mehaničke gubitke, koji su definirani omjerom efektivne i indicirane snage, odnosno mehaničkim stupnjem djelovanja (12.57) koji se kreće od 0,85 do 0,93.

Efektivni stupanj djelovanja parnog stroja izražava relacija (12.58). On je vrlo nizak jer su takvi i termički stupanj djelovanja i stupanj povratljivosti. Efektivni stupanj djelovanja iznosi:

jednostepena ekspanzija-ispuh	0,16...0,18
jednostepena ekspanzija-kondenzacija	0,21...0,23
dvostepena ekspanzija-ispuh	0,18...0,20
dvostepena ekspanzija-kondenzacija	0,27...0,29

Ti se podaci odnose na parne strojeve snage veće od 80 kW, tlak pare od 1,2 MPa i temperature pare u cilindru od 300 do 320 °C.

Snaga koju proizvodi parni stroj mijenja se s promjenom punjenja, odnosno količinom dovedene pare. Tako se točka A2 u dijagramu na sl. 12.24. za veće punjenje pomiče udesno jer je trajanje dovoda pare u cilindar produljeno. Zbog toga se povećava indicirani tlak, pa i snaga stroja prema (12.66) ili (12.67) uz održavanje konstantne brzine vrtnje.

3.3.3. Izvedba i upotreba parnih strojeva

Srednja je brzina stapa ograničena zbog trošenja prstenova, smještenih na njemu radi brtvljenja, i radne površine cilindra. Za teže pogonske uvjete – relativno visoko pregrijanje pare i visok protutlak, a stoga visoke srednje temperature stijenki cilindra – izvode se parni strojevi sa srednjim brzinama stapa od 3,5 do 4 m/s kao gornjom granicom. Omjer promjera stapa D i stapaja mora ostati u stanovitim granicama ($D/s = 0{,}8$ do 1,2 za tlakove do oko 1,2 MPa i $D/s = 0{,}5$ do 0,8 za više tlakove). To je potrebno da sile koje su posljedica gibanja stapa ne postanu veće od onih koje proizvodi tlak pare. Zbog toga se parni strojevi grade do snage od par tisuća kW.

Danas upotreba parnih strojeva može biti opravdana samo kad je za tehnološki proces uz mehaničku ili električnu energiju potrebna para relativno niskog tlaka, ali i to samo onda ako je riječ o malim snagama. Smatra se, naime, da do 200 kW parni stroj ima prednost, od 200 do 1 000 kW on se može uspoređivati s parnom turbinom, a za snage veće od 1 000 kW povoljnija je parna turbina.

TRINAESTO POGLAVLJE

Parne turbine

1. Podjela parnih turbina

U parnim turbinama pojavljuje se dvostruka energetska transformacija: a) unutrašnje energije pare u kinetičku energiju i b) kinetičke energije pare u mehaničku energiju. Prva je transformacija posljedica ekspanzije pare visokog tlaka i temperature u nepomičnim kanalima ili sapnicama, odnosno u privodnom kolu ili statoru. U statoru se para skreće s prvotnog smjera strujanja da bi se dovela okretnom kolu ili rotoru. Druga se transformacija obavlja u rotoru. Ponekad se, međutim, tu provode obje transformacije – i u kinetičku i u mehaničku energiju. Osnovni pojmovi tih transformacija prikazani su u 6. i 7. odjeljku jedanaestog poglavlja.

Parne se turbine svrstavaju prema smjeru strujanja pare, djelovanju rotora s obzirom na ekspanziju pare, sredstva kojima se smanjuje brzina vrtnje i prema visini tlaka na kraju ekspanzije. To je, može se reći, osnovna podjela tipova parnih turbina jer se one mogu razvrstati i prema načinu prijenosa snage od osovine turbine na stroj koji ona tjera (neposredno ili preko zupčanika), prema svrsi (male turbine za pomoćne pogone, za pogon generatora, za pogon brodova i sl.), prema tlaku svježe pare itd.

S obzirom na smjer strujanja pare razlikuju se aksijalne i radijalne turbine. U prvima para struji paralelno s osovinom, a u radijalnima okomito na nju. Kad su snage male, radijalne imaju stanovitu prednost pred aksijalnim turbinama. Za veće snage, međutim, izvode se samo aksijalne turbine. Stoga su one danas i najčešće.

Prema djelovanju rotora s obzirom na ekspanziju pare, razlikuju se akcione i reakcione parne turbine. U akcionim turbinama (turbine jednakog tlaka) para ekspandira samo u privodnom kolu, odnosno među lopaticama statora, pa je na objema stranama okretnog kola tlak jednak. U reakcionim turbinama para ekspandira i među lopaticama statora i među lopaticama rotora. Zbog ekspanzije među lopaticama rotora, vladat će pred njim veći tlak nego iza njega. Taj pretlak, nazvan pretlakom raspora, uzrokuje potisak u smjeru strujanja pare, što valja kompenzirati pogodnom konstrukcijom.

Stupanj djelovanja pri transformaciji kinetičke energije u mehaničku, kako je izloženo u toč. 7.3. jedanaestog poglavlja, ovisi o omjeru obodne brzine i brzine pare nakon ekspanzije. Danas se za pogon turbina upotrebljava para visokog tlaka

i temperature, što omogućuje velike brzine – prema relaciji (11.28) – nakon ekspanzije. Zato su potrebne velike obodne brzine. S obzirom na čvrstoću materijala i na dopuštenu brzinu vrtnje, kad su turbina i generator neposredno spojeni, obodna brzina mora biti smanjena na neku dopustivu vrijednost. Da se to postigne, izvode se turbine sa stupnjevanjem tlaka, stupnjevanjem brzine te stupnjevanjem i brzine i tlaka.

Pri stupnjevanju tlaka ukupna njegova promjena podijeli se u više dijelova. Svakom dijelu pada tlaka pripada po jedno statorsko i rotorsko kolo, koja se zajedno nazivaju stepenom turbine. Ona, prema tome, ima toliko stepena na koliko je dijelova podijeljen ukupni pad tlaka. To su višestepene turbine. Svaki stepen radi kao jednostepena turbina, pa je brzina na kraju ekspanzije u jednom stepenu znatno manja, što omogućuje da se postigne povoljan stupanj djelovanja uz znatno manju obodnu brzinu. Stupnjevanje tlaka može se ostvariti i u akcionim i u reakcionim turbinama.

Kad se želi postići stupnjevanje brzine, para ekspandira do konačnog tlaka u privodnom kolu, a kinetička se energija iskorištava u dva ili više stepena. U prvom rotorskom kolu transformira se samo dio kinetičke energije, pa ga para napušta relativno velikom brzinom. Da se omogući iskorištavanje preostale kinetičke energije, para se dovodi među statorske lopatice drugog stepena, koje skreću mlaz pare i dovode ga u određenom smjeru drugome lopatičnom vijencu rotora. Taj se postupak ponavlja sve dok se dovoljno ne iskoristi kinetička energija pare. U praksi se izvode najviše četiri stepena stupnjevanja brzine. Ta izvedba upotrebljava se samo u akcionim turbinama.

Akcione turbine mogu se izvesti sa stupnjevanjem brzina i stupnjevanjem tlaka. Tad se ukupna razlika podijeli na više dijelova, a u svakome se provodi strupnjevanje brzine.

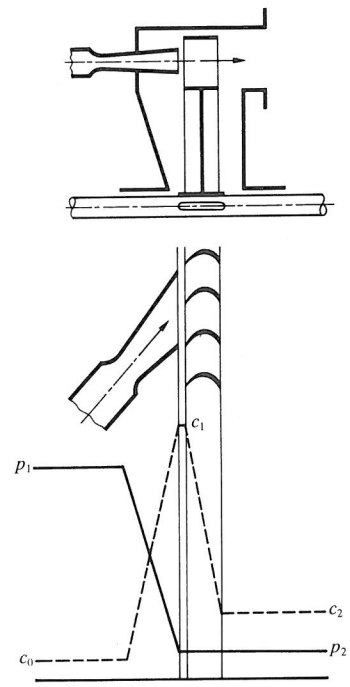
S obzirom na visinu tlaka na kraju ekspanzije, razlikuju se kondenzacijske i protutlačne turbine. U kondenzacijskim turbinama iskorištava se para do kondenzatorskog tlaka, koji je određen temperaturom rashladne vode, a u protutlačnim turbinama para ekspandira do tlaka znatno višega od kondenzatorskoga jer se para koja je djelomično ekspandirala u parnoj turbini upotrebljava ili za grijanje ili za industrijske tehnološke procese. Protutlak na kraju ekspanzije u turbini ovisi u prvom redu o potrebnoj temperaturi pare.

Ovdje valja spomenuti i turbine s reguliranim oduzimanjem. One su kondenzacijske i protutlačne. U turbinama s oduzimanjem dio pare koji je djelomično ekspandirao odvodi se iz turbine između dva stepena i najčešće se upotrebljava za tehnološke procese, a preostala para ekspandira do protutlaka ili do tlaka kondenzatora. Izvode se turbine i sa dva regulirana oduzimanja, a rijetko s više njih.

2. Akcione i reakcione aksijalne turbine

2.1. Jednostepena akciona turbina

Jednostepena akciona turbina (sl. 13.1) sastoji se od jedne sapnice ili grupe njih i od jednoga okretnog lopatičnog kola. Pad entalpije pretvara se u sapnicama u kinetičku energiju, pa para velikom brzinom struji među lopatice okretnog kola. Zato se jednostepena akciona turbina izvodi za iskorištavanje malih padova



Sl. 13.1. Skica jednostepene akcione turbine i dijagram promjene tlaka (p) i brzine strujanja (c)

entalpije jer bi za veće padove bila potrebna vrlo velika brzina vrtnje. Danas se takva turbina, koja se naziva i De Lavalovom turbinom po njezinu konstruktoru (1883), izvodi do izlazne brzine iz sapnice od $c_1 = 1\,000$ m/s. Ta brzina odgovara, prema (11.116) padu entalpije od oko 500 kJ/kg. Radi ilustracije treba spomenuti da se toliki pad entalpije ostvaruje pri adijabatskoj ekspanziji pare tlaka od 1,5 MPa i temperature od 290 °C do tlaka od 0,1 MPa. Uz takvu brzinu c_1 i ulazni kut $\alpha_1 = 20°$ optimalna je obodna brzina $u = 470$ m/s prema (11.114), a stupanj djelovanja 0,883 prema (11.115). S obzirom na čvrstoću materijala okretnih kola ne dopušta se veća obodna brzina od 400 m/s. S tom obodnom brzinom postiže se (11.113) stupanj djelovanja od 0,864, što je tek malo smanjenje u usporedbi s optimalnim stupnjem djelovanja, to više što se s opadanjem obodne brzine smanjuju gubici zbog trenja i ventilacije.

Za jednostepenu akcionu turbinu vrijede sve relacije izvedene u 7.2, 7.3. i 7.4. jedanaestog poglavlja. To, naravno, vrijedi i za gubitke (sl. 11.42. i 11.43), stupanj djelovanja na obodu (11.135) i za unutrašnji stupanj djelovanja (11.138).

Jednostepene akcione turbine imaju visoku brzinu vrtnje i mali promjer okretnog kola. Brzina vrtnje reducira se pomoću zupčanika na upotrebljivu vrijednost. Danas se grade do snage od oko 500 kW, a služe kao protutlačne turbine za pogon pojnih i kondenzatskih pumpa u elektranama. Ekspandirana para upotrebljava se ili za grijanje ili se vodi u odgovarajući stepen glavne parne turbine u termoelektrani. Jednostepena je turbina malih dimenzija i jednostavne konstrukcije.

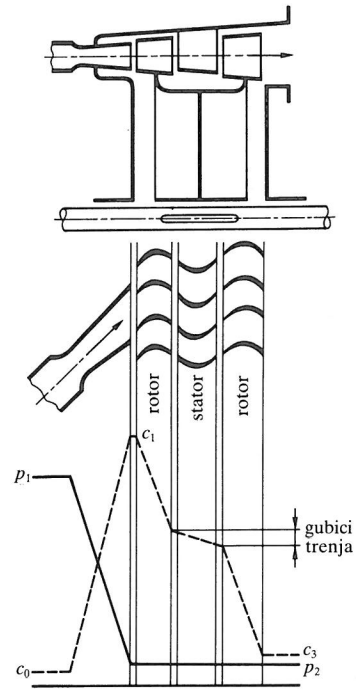
2.2. Akciona turbina sa stupnjevanjem brzine

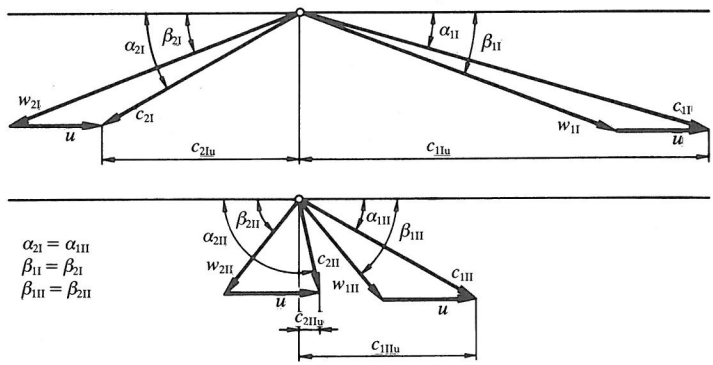
Da se smanji brzina vrtnje i iskoriste veći padovi entalpije, upotrebljavaju se akcione turbine sa stupnjevanjem brzine. Takva turbina naziva se Curtisovim stepenom ili Curtisovim kolom, po američkom konstruktoru Curtisu, koji ju je prvi izveo (1898). Na sl. 13.2. skica je takve turbine sa dva stepena stupnjevanja brzine.

Para ekspandira do konačnog tlaka u sapnici, ili u sapnicama, i velikom brzinom struji među lopatice prvoga okretnog kola. U njemu se, zbog transformacije u mehaničku energiju, brzina smanjuje na otprilike polovicu ulazne vrijednosti. Uz tu smanjenu brzinu para struji kroz statorsko lopatično kolo, gdje joj se mlaz skreće, uz stanovite gubitke, da bi se doveo među lopatice drugoga okretnog kola. U njemu se preostala kinetička energija pare transformira u kinetičku energiju. Brzina pare naglo opada u smjeru strujanja, pa se svi presjeci moraju povećavati u tom smjeru. Posljednje okretno kolo mora imati duge lopatice zbog male brzine pare, pa se stoga povećavaju gubici nastali ventilacijom. To je i razlog da se ne izvode takve turbine s više od četiri stepena stupnjevanja brzine.

Na sl. 13.3. ucrtani su trokuti brzina za akcionu turbinu sa stupnjevanjem brzine. Dva gornja trokuta odnose se na prvo, a dva donja na drugo okretno kolo s oznakama kao na sl. 11.38. i 11.39, s tim da veličine s indeksom I vrijede za prvo,

Sl. 13.2. Skica akcione turbine sa dva stepena stupnjevanja brzine i dijagram promjene tlaka (p) i brzine strujanja (c)



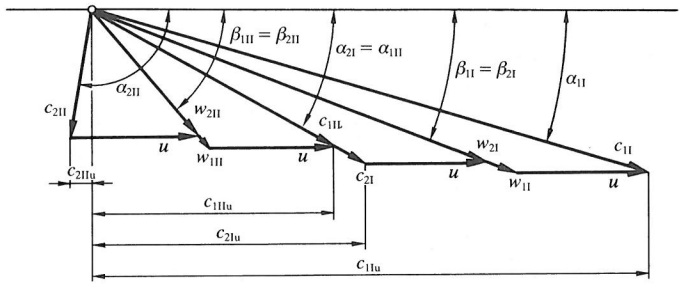


Sl. 13.3. Trokuti brzina u akcionoj turbini sa dva stepena stupnjevanja brzine i s lopaticama jednakih kutova

a one s indeksom II za drugo okretno kolo. Trokuti brzina crtani su uz pretpostavku da postoje ove jednakosti kutova: $\alpha_{2I} = \alpha_{1II}$, $\beta_{1I} = \beta_{2I}$ i $\beta_{1II} = \beta_{2II}$. Riječ je dakle o lopaticama jednakih ulaznih i izlaznih kutova. Ako se zakrenu trokuti brzina, kao na sl. 11.40, nastaje dijagram na sl. 13.4, u kojem su evidentne spomenute jednakosti kutova.

Izlazna je brzina iz sapnica

$$c_{1I} = \varphi c_{10} \tag{13.1}$$



Sl. 13.4. Zakrenuti trokuti brzina u akcionoj turbini sa dva stepena stupnjevanja brzine i lopaticama jednakih kutova

Pritom je φ koeficijent brzine u sapnici prema (11.117), a c_{1t} brzina pare u sapnici bez trenja, prema (11.116), izračunata pomoću pada entalpije h_0 (sl. 11.43). Vektorska razlika brzine c_1 i obodne brzine jednaka je relativnoj ulaznoj brzini w_{1I} u prvo rotorsko kolo, a izlazna se relativna brzina izračunava pomoću koeficijenta brzine ψ_I u tom kolu, pa je

$$w_{2I} = \psi_I \, w_{1I} \tag{13.2}$$

Vektorski broj izlazne relativne brzine i obodne brzine daje apsolutnu izlaznu brzinu c_{2I}, koja je ujedno i ulazna brzina u statorsko kolo. Zbog trenja u statorskom kolu iznos se apsolutne brzine smanjuje, pa će on na izlazu biti

$$c_{1II} = \psi_{IIs} \, c_{2I} \tag{13.3}$$

uz promjenu smjera koji odgovara izlaznom kutu lopatica. To je također ulazna apsolutna brzina u drugo okretno kolo, pa se relativna ulazna brzina w_{1II} nađe iz vektorske razlike s obodnom brzinom, a relativna je izlazna brzina

$$w_{2II} = \psi_{II} \, w_{1II} \tag{13.4}$$

Konačno, apsolutna je izlazna brzina c_{2II} jednaka zbroju brzine w_{2II} i obodne brzine u.

Pomoću brzina i koeficijenata brzine izračunavaju se gubici u sapnicama i kolima te gubici na izlazu, uz pomoć relacija u 7.4. jedanaestog poglavlja, i to:

gubici u sapnicama

$$z_{1I} = \frac{1}{2}(c_{1t}^2 - c_1^2) = \frac{c_{1t}^2}{2}(1 - \varphi^2) \tag{13.5a}$$

gubici u prvome okretnom kolu

$$z_{2I} = \frac{1}{2}(w_{1I}^2 - w_{2I}^2) = \frac{w_{1I}^2}{2}(1 - \psi_1^2) \tag{13.5b}$$

gubici u statorskom kolu

$$z_{1\text{II}} = \frac{1}{2}(c_{2\text{I}}^2 - c_{1\text{II}}^2) = \frac{c_{2\text{I}}^2}{2}(1 - \psi_{\text{IIs}}^2) \tag{13.5c}$$

gubici u drugome okretnom kolu

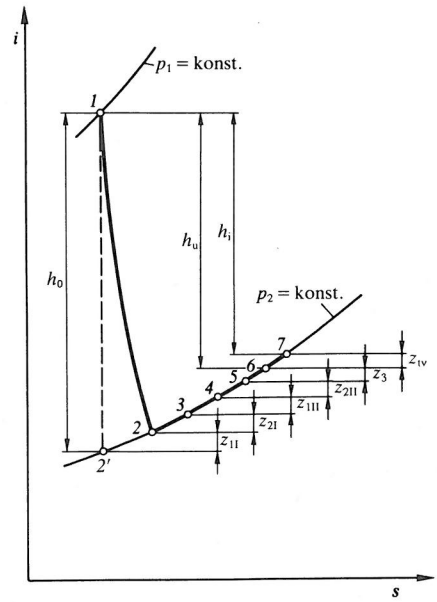
$$z_{2\text{II}} = \frac{1}{2}(w_{1\text{II}}^2 - w_{2\text{II}}^2) = \frac{w_{1\text{II}}^2}{2}(1 - \psi_{\text{II}}) \tag{13.5d}$$

gubici na izlazu

$$z_3 = \frac{1}{2}c_{2\text{II}}^2 \tag{13.5e}$$

Znajući te gubitke može se odrediti energija na obodu, jednaka padu entalpije h_u na sl. 13.5, a koji je analogan onome u dijagramu na sl. 11.43. Ako se od kinetičke energije pare uz brzinu c_{10} odbiju svi gubici prema relacijama (13.5), konačno će analogno izrazu (11.125) biti

$$h_u = \frac{1}{2}[(c_{1\text{I}}^2 - c_{2\text{I}}^2) + (w_{1\text{I}}^2 - w_{2\text{I}}^2) + (c_{2\text{I}}^2 - c_{2\text{II}}^2) + (w_{1\text{II}}^2 - w_{2\text{II}}^2)] \tag{13.6}$$



Sl. 13.5. *i,s*-dijagram jednostepene akcione turbine sa dva stepena stupnjevanja brzine

Iz trokuta brzina na sl. 13.3. utvrđuje se relativna brzina w pomoću kosinusova poučka, pa je nakon uvrštavanja

$$h_u = u[(c_{1\text{I}}\cos\alpha_{1\text{I}} \pm c_{2\text{I}}\cos\alpha_{2\text{I}}) + (c_{1\text{II}}\cos\alpha_{1\text{II}} \pm c_{2\text{II}}\cos\alpha_{2\text{II}}) \tag{13.7}$$

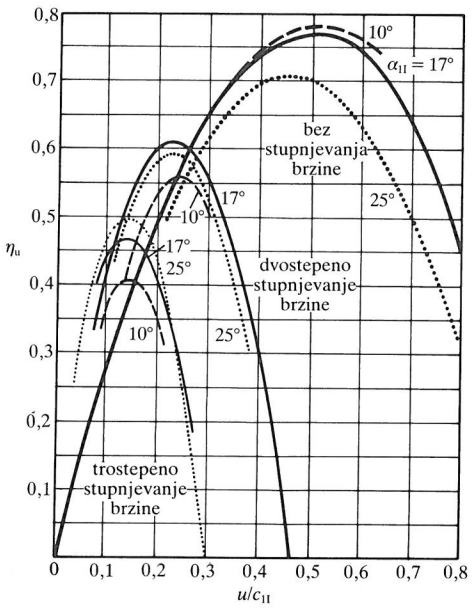
Pozitivni predznak ispred drugih članova dolazi ako je kut $\alpha_2 < 90°$, a negativni kad je $\alpha_2 > 90°$. Produkti brzina c s kosinusom odgovarajućeg kuta nisu ništa drugo

nego komponente apsolutnih brzina u smjeru obodne brzine. Označe li se te komponente indeksom u, relacija (13.7) prelazi u oblik

$$h_u = u\,[(c_{1Iu} \pm c_{2Iu}) + (c_{1IIu} \pm c_{2IIu})] \tag{13.8}$$

Na sl. 13.3. i 13.4. nacrtane su vrijednosti komponenata brzina iz (13.8). Valja napomenuti da ispred c_{2IIu} dolazi negativni predznak jer je $\alpha_{2II} > 90°$.

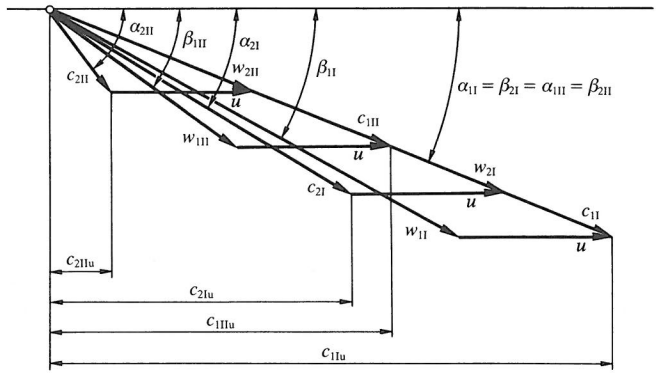
Stupanj djelovanja na obodu definiran je relacijom (11.134), dakle omjerom h_o i h_u (sl. 13.5). On se ne može prikazati nekim eksplicitnim izrazom kao što je (11.135) za jednostepenu akcionu turbinu bez stupnjevanja brzine. Stoga se stupanj djelovanja na obodu određuje grafički, crtanjem trokuta brzina i računanjem gubitaka, pošavši od koeficijenata brzine φ i ψ (prema npr. sl. 11.44). Na sl. 13.6. prikazana je ovisnost stupnja djelovanja na obodu o omjeru u/c_{1I} za jednostepenu turbinu bez stupnjevanja brzine te sa dva i sa tri stepena stupnjevanja brzine, i to za tri vrijednosti kuta α_{1I}.



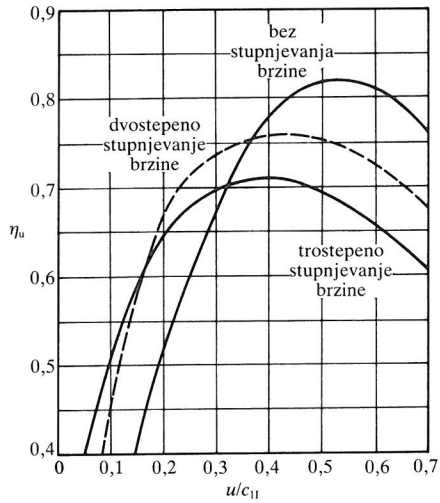
Sl. 13.6. Ovisnost stupnja djelovanja na obodu o omjeru u/c_{1I} za jednostepeno i trostepeno stupnjevanje brzine za tri vrijednosti kuta α_{1I}

Optimalni stupanj djelovanja na obodu postaje sve manji što je veći broj stepena stupnjevanja brzine jer se gubici ponavljaju u svakom stepenu. Osim toga, s rastom broja stepena stupnjevanja brzine povećava se kut α_{1II} uz koji se postiže optimalni stupanj djelovanja na obodu. Za male vrijednosti u/c_{1I} (oko 0,20), postiže se bolji stupanj djelovanja s dvostepenim stupnjevanjem brzine. U toj se činjenici mora tražiti i opravdanost upotrebe turbina sa stupnjevanjem brzine. Za obodne brzine koje su praktički upotrebljive uz veće padove entalpije, De Lavalova turbina (bez stupnjevanja brzine) ima, naime, manji stupanj djelovanja od one sa stupnjevanjem brzine, zato je njezina upotreba ograničena.

Znatno su bolji stupnjevi djelovanja ako su lopaticama smanjeni izlazni kutovi, koji su u graničnom slučaju svi izjednačeni s kutom α_{1I}, pa je $\alpha_{1I} = \alpha_{2I} = \alpha_{1II} = \alpha_{2II}$. Tada vrijede zakrenuti trokuti brzina na sl. 13.7. i stupnjevi djelovanja na obodu prikazani na sl. 13.8.



Sl. 13.7. Zakrenuti trokuti brzina u akcionoj turbini sa dva stepena stupnjevanja brzine i s lopaticama smanjenih kutova



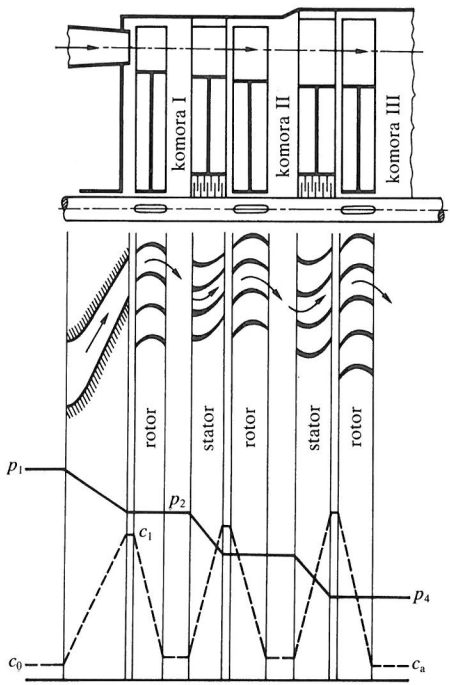
Sl. 13.8. Ovisnost stupnja djelovanja na obodu o omjeru u/c_{1I} za jednostepeno, dvostepeno i trostepeno stupnjevanje brzine s lopaticama smanjenih kutova

Akcionim turbinama iskorištava se pad entalpije od oko 630 kJ/kg, a izvode se najčešće kao protutlačne turbine snage od 100 do 2 000 kW. Služe kao pogonski strojevi za pojne pumpe i pumpe za rashladnu vodu, te za pogon generatora u elektranama i toplanama malih snaga.

Curtisovo kolo s dvostepenim stupnjevanjem brzine često je prvi stepen višestepenih turbina.

2.3. Akciona turbina sa stupnjevanjem tlaka

Obodnu je brzinu moguće smanjiti i stupnjevanjem tlaka. Takva se turbina praktički sastoji od više jednostepenih akcionih turbina (sl. 13.9) u kojima je ulazni tlak jednak izlaznome iz prethodne turbine. Akciona turbina sa stupnjevanjem tlaka naziva se i Zoellyevom turbinom po švicarskom konstruktoru (1903).



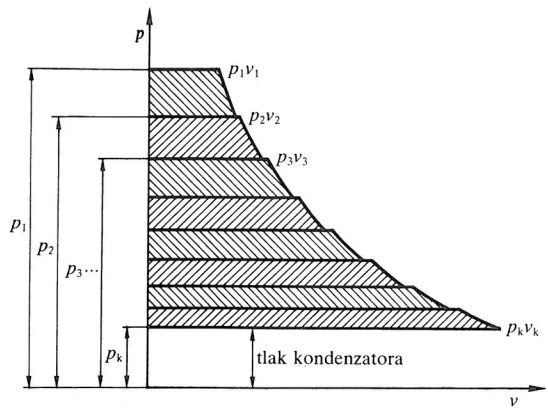
Sl. 13.9. Skica akcione turbine sa stupnjevanjem tlaka i dijagram promjene tlaka (p) i brzine (c)

Zbog razlike u tlakovima koji vladaju između ulaza i izlaza statorskog kola, jer se ukupna ekspanzija jednog stepena provodi među statorskim lopaticama, moraju između statora i osovine biti labirintne brtvenice. To je izvedba s komorama (sl. 13.9).

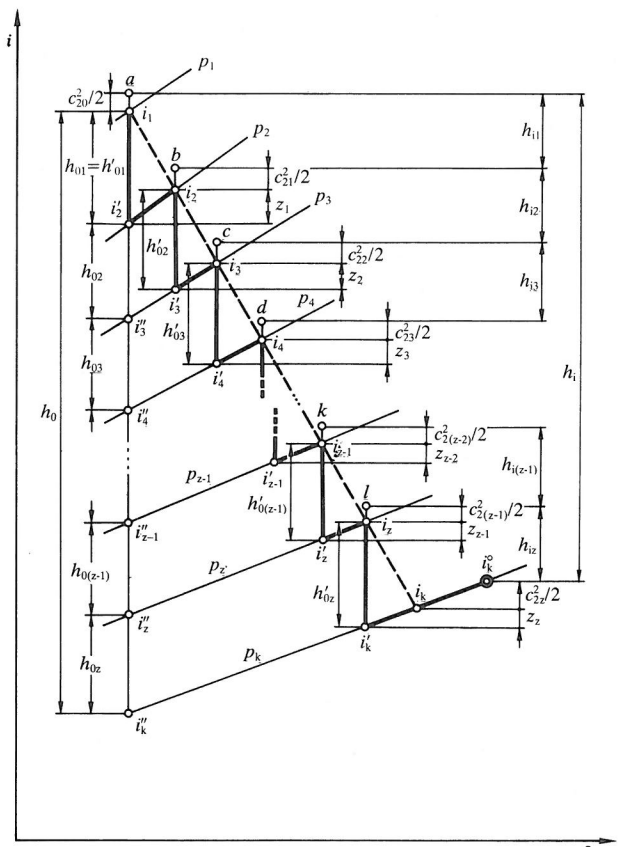
Broj stepena turbine određen je padovima entalpije u pojedinim stepenima i ukupnim padom entalpije. Obično se prvi stepen izvodi s većim padom entalpije, pogotovo kad je riječ o visokim tlakovima i temperaturama pare, jer tad para brže dolazi na nižu temperaturu i niži tlak, pa se smanjuje dio turbine koji je izvrgnut visokim mehaničkim i termičkim naprezanjima. Za srednje stepene obično se odabiru jednaki padovi entalpije, a posljednji se (često i pretposljednji) stepen izvodi za nešto veći pad entalpije. Tad se u posljednjim stepenima postižu veće brzine pare i, stoga, kraće lopatice, što smanjuje mehanička naprezanja.

Proces u višestepenoj turbini može se prikazati u p,v-dijagramu (sl. 13.10) u kojem je površina između dvaju tlakova mehanička energija pojedinog stepena.

Sl. 13.10. p,v-dijagram procesa u turbini sa stupnjevanjem tlaka



Gubici u svakom stepenu (gubici u privodnom i u okretnom kolu, te gubici zbog trenja i ventilacije) povećavaju specifični volumen pare. Za analizu prilika u turbini, međutim, pogodniji je i,s-dijagram (sl. 13.11).



Sl. 13.11. Proces u višestepenoj akcionoj turbini; prikaz u i,s-dijagramu

Da bi razmatranje za sve turbinske stepene bilo što jednostavnije, pretpostavlja se da para na ulazu u prvo privodno kolo ima brzinu c_{02}, a početno je njezino stanje određeno entalpijom i_1 na izobari p_1. U pojedinim stepenima para ekspandira do tlaka p_2, p_3, ... p_{n-1}, p_K, pa p_n znači početni tlak n-tog stepena, što je ujedno i konačni tlak stepena $(n-1)$. p_K je konačni tlak na izlazu iz turbine. To je tlak u kondenzatoru kondenzacijske turbine, odnosno protutlak na izlazu protutlačne turbine.

U prvom stepenu para ekspandira do tlaka p_2, pa se iskorištava adijabatski pad entalpije $h_{01} = i_1 - i_2'$. Tom padu entalpije valja dodati ulaznu kinetičku energiju pare $c_{20}^2/2$, koja je jednaka razlici entalpija a i i_1 (sl. 13.11). Ukupni pad entalpije jednak je zbroju h_{01} i $c_{20}^2/2$, pa je izlazna brzina

$$\frac{c_{01}^2}{2} = h_{01} + \frac{c_{20}^2}{2} \tag{13.9}$$

Kad se ubroje gubici u privodnom kolu (sapnicama), stvarna će brzina na izlazu iz prvoga privodnog kola biti

$$c_{11} = \varphi_1 c_{01} \tag{13.10}$$

gdje je φ_1 koeficijent brzine u prvome privodnom kolu. Pomoću trokuta brzina (sl. 11.39), a znajući kutove α i β, te obodnu brzinu u, izračunava se relativna brzina na ulazu u okretno kolo w_{11}, a na osnovi koeficijenta brzine ψ_1, koji vrijedi za prvo okretno kolo, i relativna brzina na izlazu

$$w_{21} = \psi_1 w_{11} \tag{13.11}$$

Pomoću trokuta brzina dobiva se (sl. 11.39) apsolutna brzina na izlazu iz prvoga okretnog kola (c_{21}). Znaju li se brzine, gubici će prvog stepena (7.4. jedanaestog poglavlja) biti

$$z_1 = \frac{1}{2}[(c_{01}^2 - c_{11}^2) + (w_{11}^2 - w_{21}^2)] + z_{tv1} \tag{13.12}$$

Tu prvi član izražava gubitke u privodnom kolu, drugi član u okretnom kolu, a treći gubitke zbog trenja i ventilacije. U (13.12) nema izlaznih gubitaka, koji su jednaki kinetičkoj energiji pare na izlazu, jer se ta energija iskorištava u drugom stepenu. Konačno stanje pare na izlazu iz prvog stepena određeno je entalpijom i_2 (sl. 13.11), pa je $i_2 = i_2' + z_1$. Unutrašnji pad entalpije u prvom stepenu koji se stvarno iskorištava iznosi

$$h_{i1} = \frac{c_{20}^2}{2} + h_{01} - z_1 - \frac{c_{21}^2}{2} \tag{13.13}$$

Kad se ustanovljuje unutrašnji stupanj djelovanja, kinetička energija pare na izlazu smatra se gubitkom jer se ona iskorištava tek u idućem stepenu. Pomoću unutrašnjeg pada entalpije izračunava se unutrašnji stupanj djelovanja

$$\eta_{i1} = \frac{h_{i1}}{h_{01}' + \frac{c_{20}^2}{2}} \tag{13.14}$$

U (13.14) pojavljuje se adijabatski pad entalpije h'_{01}, jednak padu h_{01} (na sl. 13.11), što, međutim, vrijedi samo za prvi stepen.

U drugom stepenu para ekspandira od p_2 do p_3, ali se adijabatski pad entalpije $h'_{02} = i_2 - i'_3$ razlikuje od $h_{02} = i'_2 - i''_3$ jer u prvom stepenu ima gubitaka.

Možda je najzgodnije proces u višestepenoj turbini prikazati relacijama za n-ti stepen, koje vrijede, dakako, za sve stepene turbine. Adijabatski pad u n-tom stepenu iznosi $h'_{0n} = i_{n-1} - i'_n$. Njemu treba dodati kinetičku energiju pare na izlazu iz prethodnog stepena $(n-1)$, koja je $c^2_{2(n-1)}/2$. Prema tome, ukupna energija n-tog stepena jednaka je zbroju h'_{0n} i kinetičke energije $c^2_{2(n-1)}/2$, pa je teorijska brzina na izlazu

$$\frac{c^2_{0n}}{2} = h'_{0n} + \frac{c^2_{2(n-1)}}{2} \tag{13.15}$$

Stvarna će brzina na izlazu iz privodnog kola n-tog stepena biti

$$c_{1n} = \varphi_n \, c_{0n} \tag{13.16}$$

a relativna brzina na izlazu iz okretnog kola

$$w_{2n} = \psi_n \, w_{1n} \tag{13.17}$$

Brzine w_{1n} i c_{2n} izračunavaju se iz trokuta brzina kao na sl. 11.39. Gubici su u n-tom stepenu

$$z_n = \frac{1}{2}\left[(c^2_{0n} - c^2_{1n}) + (w^2_{1n} - w^2_{2n})\right] + z_{tvn} \tag{13.18}$$

a unutrašnji je pad entalpije

$$h_{in} = \frac{c^2_{2(n-1)}}{2} + h'_{0n} - z_n - \frac{c^2_{2n}}{2} \tag{13.19}$$

Unutrašnji stupanj djelovanja izražen je relacijom

$$\eta_{in} = \frac{h_{in}}{h'_{0n} + \dfrac{c^2_{2(n-1)}}{2}} \tag{13.20}$$

Sve izvedene formule vrijede i za posljednji stepen (stepen z). Kad se razmatra stupanj djelovanja turbine, valja poći od toga da su samo izlazni gubici iz posljednjeg stepena stvarni gubici jer se svi ostali izlazni gubici iskorištavaju u idućem stepenu.

Promotrit će se utjecaj ulaznih i izlaznih brzina na unutrašnji stupanj djelovanja. S povećanjem ulazne brzine $c_{2(n-1)}$ raste raspoloživa energija za n-ti stupanj, koja je jednaka nazivniku u (13.20). Budući da se s ulaznom brzinom povećava i izlazna brzina, rast ulazne brzine praktički ne utječe na unutrašnji pad entalpije h_{in} (13.19). Taj je pad entalpije u brojniku izraza za η_{in}, pa će zbog toga uz povećanu ulaznu brzinu biti sve manji unutrašnji stupanj djelovanja. Budući da se kinetička energija na izlazu iz prethodnog stepena iskorištava u idućem stepenu, ukupni

unutrašnji stupanj djelovanja turbine može biti povoljan i uz nepovoljne unutrašnje stupnjeve djelovanja lopatica jer unutrašnji stupnjevi djelovanja turbinskih stepena nisu mjerodavni da bi se ocijenio stupanj djelovanja turbine.

Koeficijent je gubitka u lopaticama n-tog stepena

$$\zeta_{sn} = \frac{z_n}{h'_{0n}} \tag{13.21}$$

pa je njihov stupanj djelovanja

$$\eta_{sn} = 1 - \zeta_{sn} = \frac{i_n - i_{n+1}}{i_n - i'_{n+1}} = \frac{i_n - i_{n+1}}{h'_{0n}} \tag{13.22}$$

jer je $z_n = i_{n+1} - i'_{n+1}$, a $h'_{0n} = i_n - i'_{n+1}$.

Uzevši da je $h'_{0a} - z_n = \eta_{sn}\, h'_{0n}$ i da je $h'_{0n} = h_{0n} + h'_n$, gdje je h_{0n} prvobitni pad entalpije u n-tom stepenu, a h'_n toplina trenja koja se iskorištava u n-tom stepenu, unutrašnji će pad entalpije n-tog stepena (13.19) biti

$$h_{in} = \eta_{sn}\,(h_{0n} + h'_n) + \frac{1}{2}\,(c^2_{2(n-1)} - c^2_{2n}) \tag{13.23}$$

Ako se relacija (13.23) postavi za sve stepene i ako se sve zbroji, dobiva se

$$\Sigma h_{in} = h_i = \eta_s\,(\Sigma h_{0n} + \Sigma h'_n) + \frac{1}{2}\,(c^2_{20} - c^2_2) \tag{13.24}$$

pretpostavi li se da su stupnjevi djelovanja lopatica za ove stepene međusobno jednaki ($\eta_{s1} = \eta_{s2} = \ldots = \eta_s$). Svi se članovi u kojima se pojavljuju brzine poništavaju jer su s različitim predznacima u dvije relacije (13.23), osim kinetičke energije na ulazu i na izlazu iz turbine. Zbroj Σh_{0n} prvobitni je adijabatski pad entalpije $h_0 = i_1 - i''_K$, a h_i unutrašnji pad entalpije (sl. 13.11). Ukupni unutrašnji stupanj djelovanja, dakle, iznosi

$$\eta_i = \frac{h_i}{h_0 + \dfrac{c^2_{20}}{2}} \tag{13.25}$$

Postavi li se da je $c_{20} = 0$, što je dopustivo kad su veći padovi entalpije, i ako se uvedu omjeri

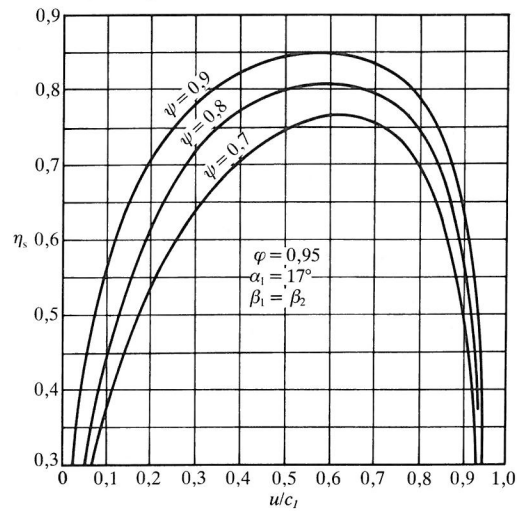
$$\varepsilon = \frac{h'_n}{h_0} \tag{13.26}$$

$$\zeta_a = \frac{c^2_{2z}}{2\,h_0} \tag{13.27}$$

ukupni je unutrašnji stupanj djelovanja

$$\eta_i = \frac{h_i}{h_0} = \eta_s\,(1 + \varepsilon) - \zeta_a \tag{13.28}$$

Unutrašnji stupanj djelovanja turbine razlikuje se od stupnja djelovanja lopatica η_s za iznos ponovno iskorištene topline trenja i za gubitak na izlazu iz turbine. Ta razlika iznosi obično samo nekoliko postotaka.

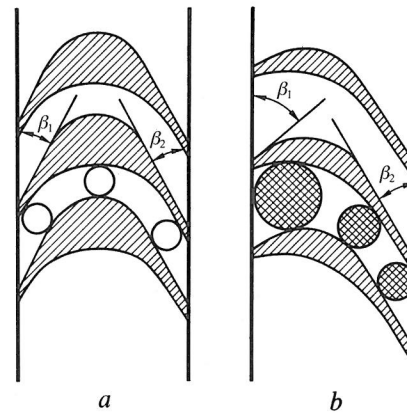


Sl. 13.12. Stupanj djelovanja lopatica akcione turbine sa stupnjevanjem tlaka ovisno o omjeru obodne brzine i izlazne brzine iz privodnog kola u/c_1

Na sl. 13.12. predočena je ovisnost stupnja djelovanja lopatica o omjeru u/c_1, gdje je c_1 brzina na izlazu iz privodnog kola. Krivulje vrijede za kutove i koeficijente brzine naznačene na dijagramu.

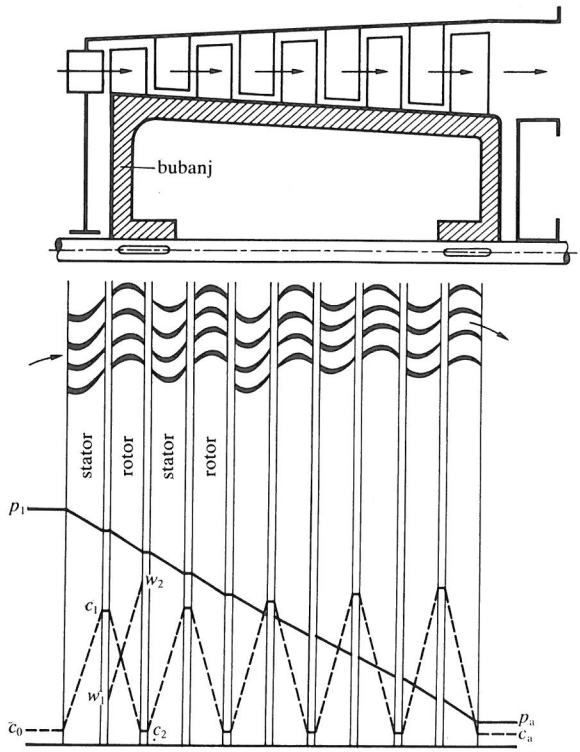
2.4. Jednostepena reakciona turbina

U reakcionoj turbini para ekspandira i u privodnom i u okretnom kolu. To se postiže prikladnim oblikom lopatica okretnog kola jer se lopatice na rotoru akcione turbine izvode s jednakom slobodnom površinom za prolazak pare na cijelome njezinu putu među lopaticama (sl. 13.13a). Slobodna se površina među lopaticama na rotoru reakcione turbine smanjuje u smjeru strujanja pare jer je ono sve brže (sl. 13.13b).



Sl. 13.13. Oblik lopatica rotora akcione (a) i reakcione (b) parne turbine

Skica izvedbe reakcione turbine vidi se na sl. 13.14. uz napomenu da se jednostepena reakciona turbina sastoji od samo jednoga privodnog i samo jednoga okretnog lopatičnog kola.



Sl. 13.14. Skica višestepene reakcione turbine i dijagram promjene tlaka (p) i brzine strujanja (c)

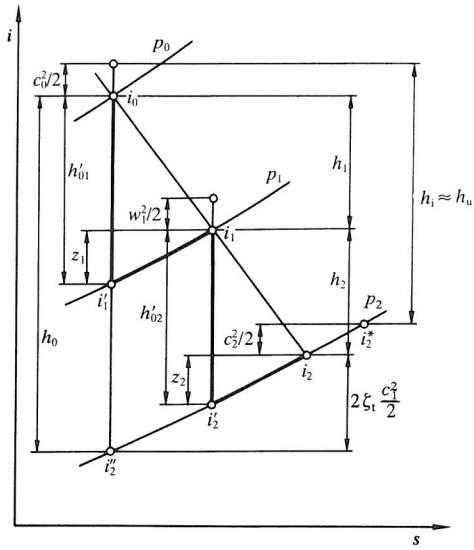
Reakciona turbina naziva se i Parsonsovom turbinom po engleskom konstruktoru (1884).

Na sl. 13.15. prikazan je proces u jednostepenoj reakcionoj turbini u i,s-dijagramu s oznakama kinetičke energije na ulazu u privodno i okretno lopatično kolo. U privodnom kolu para ekspandira od tlaka p_0 do tlaka p_1, a u okretnome od p_1 do p_2. U privodnom je kolu adijabatski pad $h'_{01} = i_0 - i'_1$ i kinetička energija pare na ulazu u privodno kolo $c_0^2/2$, pa će, zanemare li se gubici, kinetička energija na izlazu iz njega biti

$$\frac{c_{10}^2}{2} = \frac{c_0^2}{2} + h'_{01} \tag{13.29}$$

Stvarna izlazna brzina c_1 utvrđuje se pomoću koeficijenta brzine φ ($c_1 = \varphi c_{10}$), pa su gubici energije u privodnom kolu

$$z_1 = \frac{1}{2}(c_{10}^2 - c_1^2) = \frac{1}{2}\left(\frac{c_1^2}{\varphi^2} - c_1^2\right) = \frac{1}{2}c_1^2\left(\frac{1}{\varphi^2} - 1\right) \tag{13.30}$$



Sl. 13.15. Proces u jednostepenoj reakcionoj turbini; prikaz u i,s-dijagramu

Na osnovi toga može se definirati koeficijent otpora u privodnom kolu

$$\zeta_1 = \frac{1}{\varphi^2} - 1 = \frac{1-\varphi^2}{\varphi^2} \tag{13.31}$$

pa su gubici u njemu

$$z_1 = \zeta_1 \frac{c_1^2}{2} \tag{13.32}$$

Uračunaju li se gubici, kinetička je energija na izlazu iz privodnog kola

$$\frac{c_1^2}{2} = \frac{\dfrac{c_0^2}{2} + h_{01}'}{1+\zeta_1} \tag{13.33}$$

U okretnom kolu adijabatski je pad $h_{02}' = i_1 - i_2'$, a kinetička energija pare na njegovu ulazu je $w_1^2/2$. Brzina w_1 nalazi se iz trokuta brzina koji čine c_1, w_1 i obodna brzina u. Uz zanemarenje gubitaka kinetička je energija pare na izlazu iz okretnog kola

$$\frac{w_{20}^2}{2} = \frac{w_1^2}{2} + h_{02}' \tag{13.34}$$

Budući da stvarna izlazna brzina w_2 ovisi i o koeficijentu brzine ψ ($w_2 = \psi w_{20}$), gubici će u okretnom kolu biti

$$z_2 = \frac{1}{2}(w_{20}^2 - w_2^2) = \frac{1}{2}\left(\frac{w_1^2}{\psi^2} - w_1^2\right) = \frac{1}{2} w_1^2 \left(\frac{1}{\psi^2} - 1\right) \tag{13.35}$$

pa se koeficijent gubitaka u okretnom kolu definira izrazom

$$\zeta_2 = \frac{1}{\psi^2} - 1 = \frac{1 - \psi^2}{\psi^2} \tag{13.36}$$

Prema tome, kinetička energija koja odgovara relativnoj brzini na izlazu iz okretnog kola iznosi

$$\frac{w_2^2}{2} = \frac{\frac{w_1^2}{2} + h'_{02}}{1 + \zeta_2} \tag{13.37}$$

Apsolutna izlazna brzina c_2 dobiva se iz trokuta brzina, koji čine c_2, w_2 i obodna brzina u.

Korisni su padovi entalpije u privodnom kolu

$$h_1 = h'_{01} - z_1 = \frac{1}{2}(c_1^2 - c_0^2) = i_0 - i_1 \tag{13.38}$$

a u okretnome

$$h_2 = h'_{02} - z_2 = \frac{1}{2}(w_2^2 - w_1^2) = i_1 - i_2 \tag{13.39}$$

Stupanj reakcije definiran je omjerom

$$\varrho = \frac{h'_{02}}{h_0} = \frac{i_1 - i'_2}{i_0 - i''_2} \tag{13.40}$$

koji pokazuje koliki se dio ukupnog pada entalpije iskorištava u rotoru. U akcionim je turbinama $\varrho = 0$, pa je $h'_{02} = 0$. U potpuno reakcionim turbinama bit će $\varrho = 1$, a odatle $h'_{02} = h_0$. To je ostvareno – kako će se još vidjeti – u radijalnim turbinama. U aksijalnim reakcionim turbinama stupanj reakcije iznosi oko $\varrho = 1/2$, što znači da polovica ukupnog pada entalpije pripada rotoru.

Promatra li se rotorska lopatica oblika na sl. 11.41, maksimalni stupanj djelovanja bit će postignut kad nema gubitaka na izlazu ($c_2 = 0$), ili kad je

$$c_2 = w_2 - u = 0 \tag{13.41}$$

odnosno

$$w_2 = u \tag{13.42}$$

te kad nema gubitaka ni u privodnome ($c_{10} = c_1$) ni u okretnom kolu ($w_{20} = w_2$). Uz $\varrho = 1/2$ mora biti

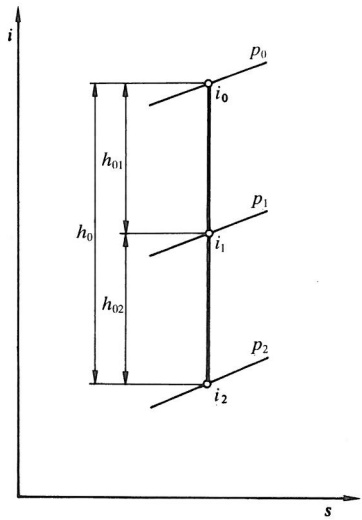
$$h_{01} = h_{02} = \frac{1}{2} h_0 \tag{13.43}$$

što se vidi na sl. 13.16. Izostave li se gubici, svi se padovi entalpije pretvaraju u kinetičku energiju, pa je

$$\frac{c_1^2}{2} = \frac{w_2^2}{2} = \frac{1}{2}\frac{c^2}{2} \tag{13.44}$$

gdje je c brzina koja bi nastala kad bi se cijeli pad iskoristio da se ubrza strujanje pare. Budući da mora biti zadovoljena relacija (13.42), dobiva se omjer

$$\frac{u}{c} = \frac{1}{\sqrt{2}} \tag{13.45}$$



Sl. 13.16. Proces u jednostepenoj reakcionoj turbini bez gubitaka; prikaz u i,s-dijagramu

Uz iste uvjete u akcionoj turbini vrijedi omjer $u/c = 1/2$ (7.3. jedanaestog poglavlja). To znači da reakciona turbina pri istom padu entalpije ima znatno veću obodnu brzinu od akcione i da se uz nepromijenjenu obodnu brzinu može u jednom stepenu iskoristiti znatno manji pad entalpije u reakcionoj turbini nego u akcionoj.

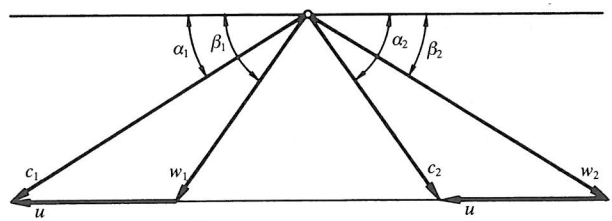
Reakcione turbine često se izvode s kongruentnim lopaticama, koje imaju ove jednakosti kutova

$$\alpha_1 = \beta_2;\ \beta_1 = \alpha_2 \tag{13.46}$$

pa stoga trokuti brzina izgledaju kao na sl. 13.17. Tad postoje i jednakosti brzina

$$c_1 = w_2;\ w_1 = c_2 \tag{13.47}$$

pa i jednakost gubitaka $z_1 \approx z_2$, jer su gubici zbog trenja u statoru i rotoru približno jednaki, a to vrijedi i za jednakost adijabatskih padova entalpije $h'_{01} \approx h'_{02}$. Na osnovi toga stupanj je reakcije $\varrho \approx 1/2$.



Sl. 13.17. Trokuti brzina kongruentnih lopatica reakcione turbine

Razlika energija na ulazu i izlazu jednaka je padu entalpije na obodu kola, koja iznosi

$$h_u = i_0 + \frac{c_0^2}{2} - \left(i_2 + \frac{c_2^2}{2}\right) \tag{13.48}$$

Ako se za razliku $i_0 - i_2$ uvrsti vrijednost iz (13.39), dobiva se

$$h_u = \frac{1}{2}[(c_1^2 - c_2^2) - (w_1^2 - w_2^2)] \tag{13.49}$$

Nastaje, dakle, izraz (11.125), iz kojeg se pomoću relacije (11.127) prelazi u (11.128). Uzevši da je prema trokutima brzina

$$c_2 \cos \alpha_2 = w_2 \cos \beta_2 - u \tag{13.50}$$

i da je $w_2 = c_1$ (13.47) i $\beta_2 = \alpha_1$ (13.46), prema (11.128) izlazi

$$h_u = u\,(2\,c_1 \cos \alpha_1 - u) \tag{13.51}$$

Ako se pad entalpije na obodu kola h_u podijeli ukupnim padom entalpije, stupanj će djelovanja na obodu kola biti

$$\eta_u = \frac{2\,c_1 \cos \alpha_1 - u}{h_0 + \dfrac{c_0^2}{2}} \tag{13.52}$$

Reakcione turbine grade se normalno prema skici na sl. 13.14. Radi sigurnosti pogona, da ne bi bilo dodira između rotora i statora, mora biti raspor između statorskih lopatica i bubnja na unutrašnjemu, odnosno rotorskih lopatica i obočja na vanjskom obodu. Kroz te raspore struji dio pare nekorisno, što je uzrok dodatnim gubicima. U akcionim turbinama potrebno je brtviti samo na malom promjeru oko osovine (sl. 13.9), što se postiže brtvenicom malih raspora. Nasuprot tome, u reakcionim turbinama mora se brtviti na punom promjeru lopatičnih kola brtvenicom većih raspora. Zato se gubici zbog propustljivosti u akcionim turbinama mogu zanemariti.

Na osnovi pokusa utvrđeno je da se gubici zbog propustljivosti pare kroz radijalne raspore dadu prikazati koeficijentom gubitaka

$$\zeta_{rp} = 1{,}72\,\frac{\delta_r^{1,4}}{l} \tag{13.53}$$

Tu je δ_r visina raspora u mm, a l duljina lopatice u mm. Koeficijent gubitaka ima isto značenje kao i koeficijent gubitaka ζ_1 (13.30) i ζ_2 (13.35). To znači da je umnožak adijabatskog pada entalpije i koeficijenta ζ_{rp} jednak gubicima zbog propustljivosti.

Budući da su privodne i okretne lopatice reakcionih turbina slična oblika, opravdano je računati da su koeficijenti brzina međusobno jednaki ($\varphi = \psi$). To je uzrok da i koeficijenti otpora u statoru ζ_1 i u rotoru ζ_2 budu međusobno jednaki, pa je

$$\zeta = \zeta_1 = \zeta_2 = \frac{1}{\varphi^2} - 1 \tag{13.54}$$

Pribrojivši koeficijent ζ_{rp} koeficijentu ζ dobiva se ukupni koeficijent gubitaka

$$\zeta_t = \zeta + \zeta_{rp} \tag{13.55}$$

Pomoću njega određuju se prilike u turbini kao da nema gubitaka zbog propustljivosti.

Na osnovi koeficijenta ζ_t može se izračunati stupanj djelovanja lopatica, koji ima istu svrhu kao za akcione turbine (2.3. ovog poglavlja). Prema *i,s*-dijagramu na sl. 13.15. stupanj je djelovanja lopatica

$$\eta_s = \frac{i_0 - i_1}{i_0 - i_2''} \tag{13.56}$$

Za pad entalpije u brojniku može se prema sl. 13.15. postaviti da je

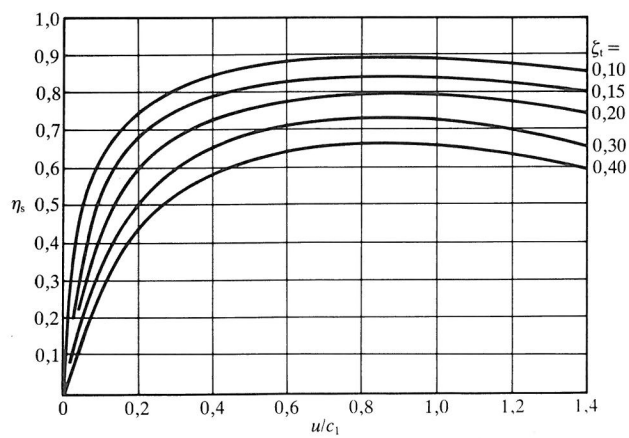
$$i_0 - i_2 = h_u + \frac{1}{2}(c_2^2 - c_0^2) \tag{13.57}$$

a za onaj u nazivniku

$$i_0 - i_2' = h_u + \frac{1}{2}(c_2^2 - c_0^2 + 2\,\zeta_t\, c_1^2) \tag{13.58}$$

Kad se izvodila relacija (13.58), računalo se da je $h_1 = h_u$, jer je radnja trenja kola neznatna, da su gubici u privodnom i okretnom kolu međusobno jednaki i da je svaki od njih određen izrazom $\zeta_t c_1^2/2$. Ako se, dalje, pretpostavi da su to kongruentne lopatice, kad za h_u vrijedi relacija (13.51), te da je $c_0 = c_2$, dobiva se izraz za stupanj djelovanja lopatica

$$\eta_s = \frac{h_u}{h_u + \zeta_t c_1^2} = \frac{\frac{u}{c_1}\left(2\cos\alpha_1 - \frac{u}{c_1}\right)}{\frac{u}{c_1}\left(2\cos\alpha_1 - \frac{u}{c_1}\right) + \zeta_t} \tag{13.59}$$



Sl. 13.18. Stupanj djelovanja lopatica reakcione turbine ovisno o omjeru u/c_1 za različite vrijednosti koeficijenta gubitaka ζ_t

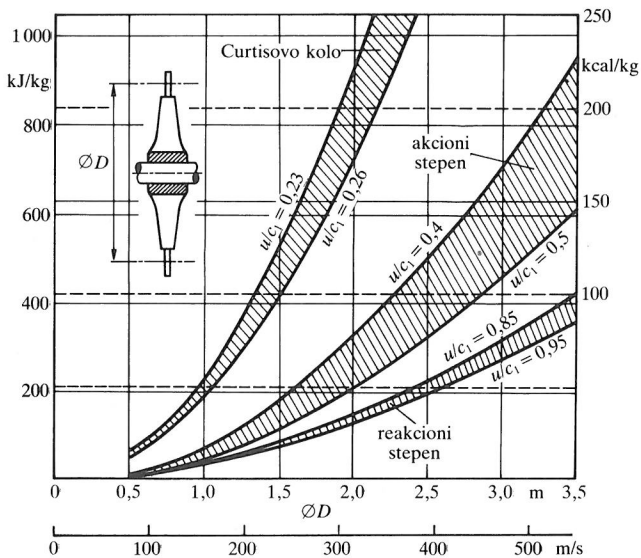
Na sl. 13.18. prikazana je ovisnost stupnja djelovanja lopatica o omjeru u/c_1, a za različite vrijednosti koeficijenta ζ_t. Vidi se da će on biti bliže maksimalnoj vrijednosti kad je $u/c_1 = 1{,}0$ i da ostaje u vrlo širokom području praktički konstantan. Uspoređujući s dijagramom na sl. 13.12, koji vrijedi za akcionu turbinu, mogu se utvrditi područja omjera u/c_1 kad se postižu jednaki stupnjevi djelovanja za oba tipa parnih turbina.

2.5. Reakciona turbina sa stupnjevanjem tlaka

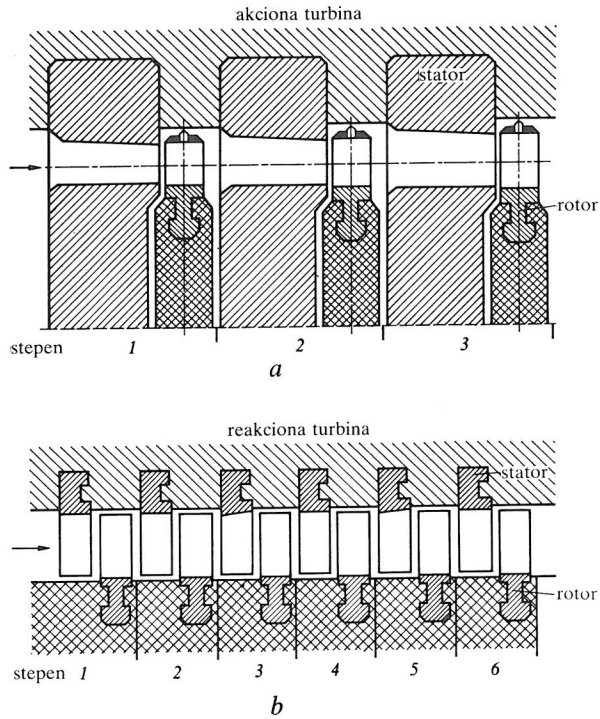
Skica izvedbe reakcione višestepene turbine vidi se na sl. 13.14.
Prilike u takvoj turbini odgovaraju onima u višestepenoj akcionoj turbini, ne izostavljajući, svakako, ekspanziju i u provodnom i u okretnom kolu.

Ukupni unutrašnji stupanj djelovanja višestepene reakcione turbine izračunava se pomoću pojedinačnih stupnjeva djelovanja lopatica, prema relaciji (13.22) kako je to pokazano za višestepenu akcionu turbinu.

Kako se vidi u dijagramima na sl. 13.6. i 13.8. za akcionu turbinu sa stupnjevanjem brzine, na sl. 13.12. za akcionu turbinu sa stupnjevanjem tlaka i na sl. 13.18. za reakcionu turbinu, optimalni stupanj djelovanja postiže se za različite omjere u/c_1. To znači da se uz jednaku obodnu brzinu može postići iskorištenje pada entalpije, koje je to veće što je manji omjer u/c_1. Na sl. 13.19. prikazana je ovisnost iskoristivog pada entalpije o promjeru lopatičnog kola, odnosno o



Sl. 13.19. Ovisnost iskoristivog pada entalpije u stepenima parne turbine za brzinu vrtnje od 3 000 min^{-1}



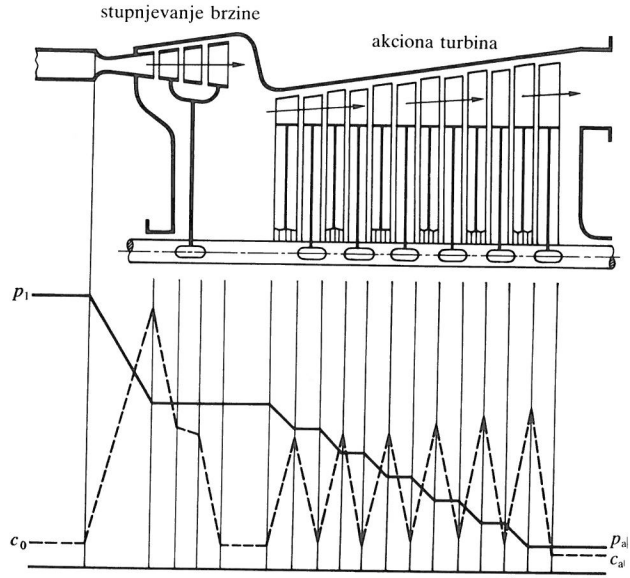
Sl. 13.20. Usporedba duljina stepena akcione i reakcione turbine

obodnoj brzini za turbine sa 3 000 okretaja u minuti. Iskoristivi pad u stepenu reakcione turbine uz istu obodnu brzinu samo je polovica onoga u stepenu akcione turbine. Za jednak adijabatski pad h_0 (sl. 13.11) potrebno je, dakle, dvostruko više stepena u reakcionoj nego u akcionoj turbini. Unatoč tome duljina reakcione turbine ne razlikuje se bitno od akcione. Usporedba se vidi na sl. 13.20. Povećanje duljine akcionog stepena posljedica je izvedbe s komorama (sl. 13.9) jer pregrade među komorama moraju izdržati znatna naprezanja.

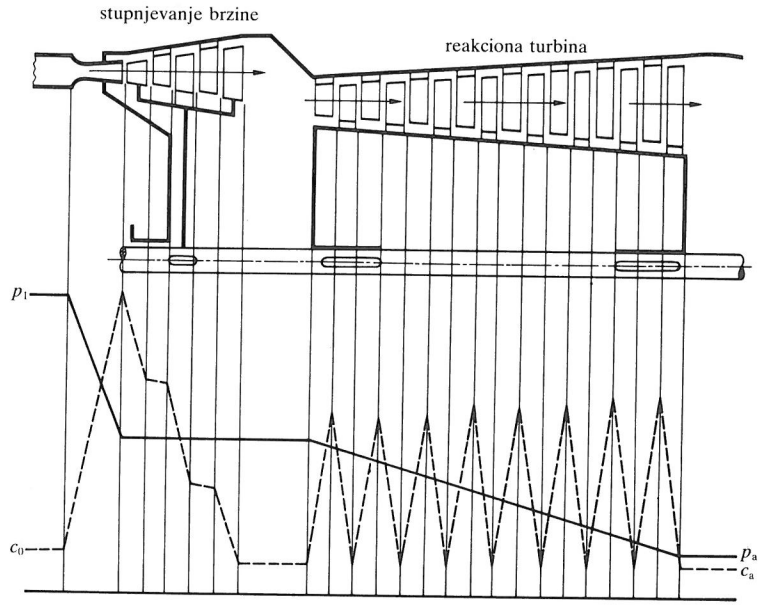
2.6. Mješovite izvedbe

Danas se turbine većih snaga uglavnom izvode s prvim stepenom kao akcionim, sa stupnjevanjem brzine ili bez njega. To vrijedi i kad su ostali stepeni akcioni (sl. 13.21) ili reakcioni (sl. 13.22).

U akcionim turbinama nije potrebno da kroz cijelo okretno kolo struji para. To se može postići u prvom stepenu zbog konstrukcijskih razloga. Para naime struji samo kroz dio kanala među lopaticama okretnog kola jer se ona dovodi manjim brojem sapnica smještenih na dijelu oboda prvoga okretnog kola. Nakon ekspan-



Sl. 13.21. Skica višestepene akcione turbine s dvostepenim stupnjevanjem brzine i dijagram promjene tlaka (p) i brzine strujanja (c)



Sl. 13.22. Skica višestepene reakcione turbine s trostepenim stupnjevanjem brzine i dijagram promjene tlaka (p) i brzine strujanja (c)

zije povećava se volumen pare, pa u idućim stepenima ona struji svim kanalima privodnih i okretnih kola. Nasuprot tome, u reakcionom stepenu mora para strujati kroz sve kanale među lopaticama okretnog kola jer vlada razlika tlakova u prostoru ispred lopatica okretnog kola i iza njih. Zbog te razlike tlakova, a ako para struji samo kroz dio kanala među lopaticama, dio će pare strujati beskorisno kroz raspore između ruba lopatica i kućišta, što znatno smanjuje stupanj djelovanja. Takve pojave nema u akcionim stepenima jer je ispred okretnog kola i iza njega isti tlak.

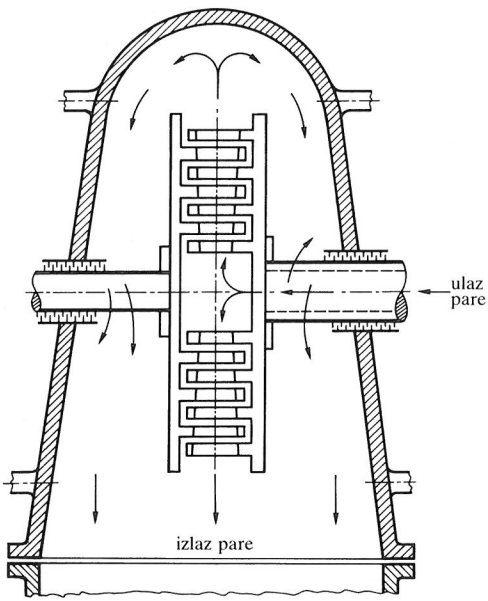
Zbog svega toga u reakcionim je turbinama prijeko potrebno da prvi stepen bude akcioni.

Tad se u prvom stepenu iskorištava dio pada entalpije između visokih tlakova i visokih temperatura, pa kroz ostale stepene struji para nižeg tlaka i niže temperature. To dopušta upotrebu tanjih stijenki kućišta, zbog nižeg tlaka, i manjih raspora između statora i rotora, zbog manjih rastezanja kao posljedice temperaturnih promjena.

Danas se izvode oba tipa parnih turbina (akcione i reakcione), i oba su tako usavršena da se ne može govoriti o prednosti jednoga pred drugim.

3. Radijalne turbine

U aksijalnoj parnoj turbini para struji paralelno s osovinom, a u radijalnoj okomito na nju, dakle radijalno kroz turbinu (sl. 13.23). Prvu takvu turbinu konstruirao je švedski inženjer Ljungström (1912).



Sl. 13.23. Skica radijalne turbine; tip *Ljungström*

Njegova radijalna parna turbina ima dva rotora koji se okreću u suprotnim smjerovima i vezana su za dvije mehanički neovisne osovine. Para struji od osovine prema obodu. Lopatično kolo jednog rotora djeluje istodobno i kao okretno kolo prethodnoga i kao privodno kolo idućeg rotora. Svaki od rotora tjera vlastiti generator koji su električki paralelno spojeni. Para ekspandira u svakome lopatičnom kolu. Riječ je, dakle, o reakcionoj turbini. Budući da se oba kola gibaju u suprotnim smjerovima, može se u jednom stepenu uz istu obodnu brzinu iskoristiti četiri puta veći pad entalpije nego u aksijalnome akcionom stepenu, i

dva puta veći nego u aksijalnome reakcionom stepenu. Zbog načina dovoda pare i malog promjera prvoga lopatičnog kola osigurano je dovođenje pare po cijelom obodu, pa u radijalnoj turbini ne mora prvi stepen biti akcioni. Budući da se u smjeru strujanja pare povećava promjer okretnih kola, nisu potrebne vrlo dugačke lopatice u posljednjim stepenima.

Određuje li se pad entalpije u jednome okretnom kolu radijalne turbine, mora se uzeti da je obodna brzina na ulazu u_1 manja od obodne brzine na izlazu u_2 iz obodnog kola (sl. 13.24). Stoga će relacija (13.28) imati oblik

$$h_u = u_1 c_1 \cos \alpha_1 + u_2 c_2 \cos \alpha_2 \tag{13.60}$$

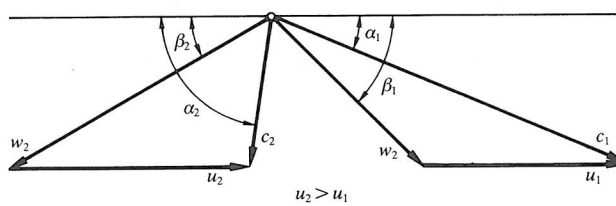
Prema trokutima brzina (sl. 13.24) vrijede relacije

$$c_1 \cos \alpha_1 = w_1 \cos \beta_1 + u_1 \tag{13.61a}$$

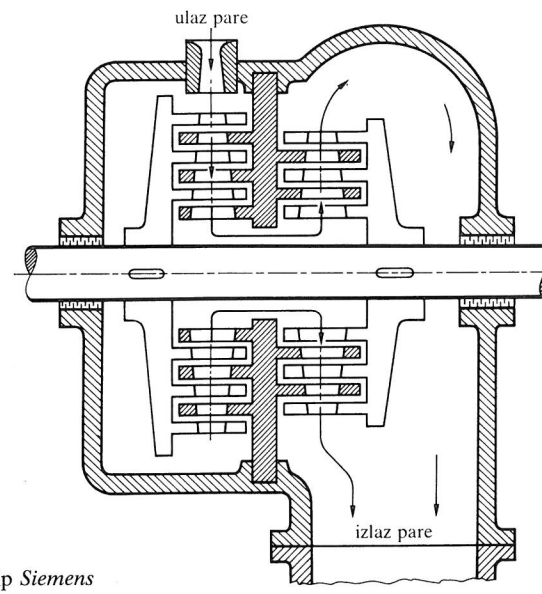
$$c_2 \cos \alpha_2 = w_2 \cos \beta_2 + u_2 \tag{13.61b}$$

pa se nakon uvrštavanja u (13.60) dobiva

$$h_u = u_1 w_1 \cos \beta_1 + u_2 w_2 \cos \beta_2 - (u_2^2 - u_1^2) \tag{13.62}$$



Sl. 13.24. Trokuti brzina na ulazu i izlazu iz okretnog kola radijalne turbine



Sl. 13.25. Skica radijalne parne turbine; tip *Siemens*

Uz $u_1 = u_2 = u$ prema (13.60) nastaje izraz koji vrijedi za aksijalnu turbinu. Treći član u (13.62) prikazuje radnju centrifugalne sile za masu od 1 kg pare.

Osim kao Ljungströmova može se radijalna turbina izvesti kao jednostavna Siemensova turbina (sl. 13.25), koja se sastoji od statorskih i rotorskih lopatičnih kola. Da se poništi aksijalni potisak rotora, turbina ima dva rotorska kola. Prvi je stepen radijalni akcioni stepen jer se para dovodi samo dijelu lopatičnog kola.

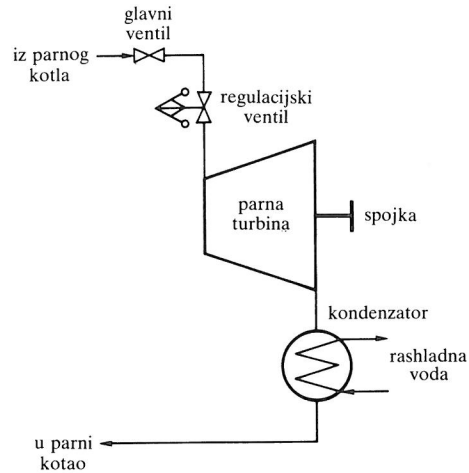
Zbog konstrukcijskih razloga ograničena je snaga radijalnih turbina (red veličine od oko 10 MW), ali i mogućnost oduzimanja pare kojom se zagrijava kondenzat, što je relativno jednostavno provesti u aksijalnim parnim turbinama. Danas se, naime, normalno kondenzat zagrijava već djelomično ekspandiranom parom kako bi se poboljšao stupanj djelovanja.

Unatoč nekim prednostima (mala duljina, mogućnost izvedbe na zajedničkom temelju s kondenzatorom) radijalne su turbine izgubile na značenju, pa se rijetko upotrebljavaju.

4. Kondenzacijske parne turbine

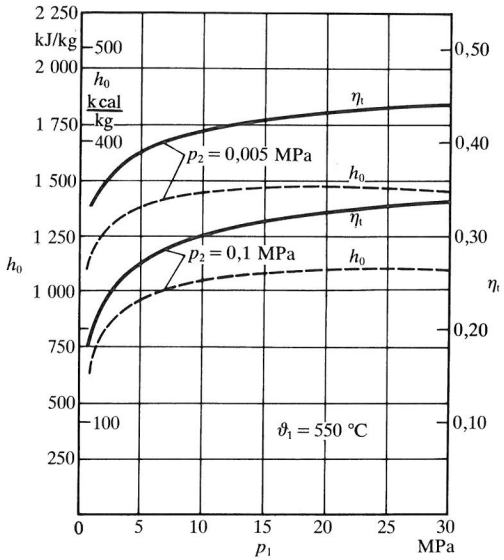
4.1. Općenito

Da se postigne što veći pad entalpije između stanja na ulazu u turbinu i stanja na kraju ekspanzije, para se dovodi u kondenzator, u kojem se kondenzira djelovanjem rashladne vode (sl. 13.26). Zbog toga u kondenzatoru vlada vrlo mali tlak (i do 0,002 MPa), koji ovisi o temperaturi rashladne vode, a koja djeluje kao hladni spremnik, odnosno kao okolina. U takvoj kondenzacijskoj turbini iskorištava se najveći mogući pad entalpije polazeći, naravno, od zadanog stanja pare na ulazu



Sl. 13.26. Shema spoja kondenzacijske parne turbine

u turbinu. Da se to ilustrira, nacrtan je dijagram na sl. 13.27, s predočenim adijabatskim padovima entalpije kad ekspanzija teče do tlaka od 0,1 MPa te ako para ekspandira do 0,005 MPa, i to za različite tlakove pare na ulazu u turbinu i za temperaturu pare od 550 °C. Svakako da to utječe na termički stupanj djelovanja koji je određen relacijom (12.64) prema oznakama na sl. 12.34, jer se s padom tlaka na kraju ekspanzije znatno poboljšava termički stupanj djelovanja (sl. 13.27).



Sl. 13.27. Ovisnost adijabatskog pada topline h_0 i termičkog stupnja djelovanja η_t o tlaku pare p_1 uz konstantnu temperaturu ϑ_1 na ulazu u turbinu za tlak $p_2 = 0{,}1$ i $p_2 = 0{,}05$ MPa na kraju ekspanzije

Za kondenzacijsku turbinu potreban je kondenzator i relativno velika količina vode za hlađenje. To je, međutim, praktički jedino rješenje kad u neposrednoj blizini nije potrebna para koja je djelomično ekspandirala u turbini. Moguće je zamisliti parnu turbinu u kojoj para ekspandira do tlaka okolnog zraka (oko 0,1 MPa), i koja se odvodi u okolinu. To je tehnički moguće, ali bi velike količine pare bile nepodnošljive u okolini (i nekoliko stotina tona pare na sat iz turbina velike snage) jer joj je temperatura na izlazu iz turbine oko 100 °C i kondenzacija bi nastala u neposrednoj i daljoj okolini takva postrojenja.

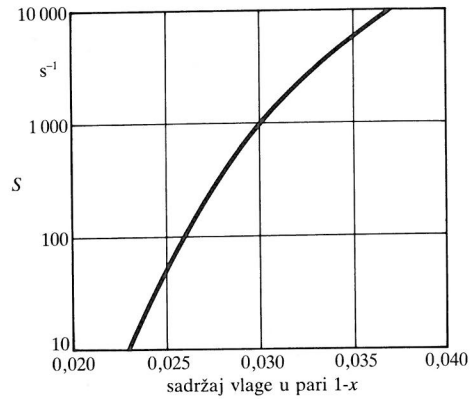
4.2. Stepeni s mokrom parom

Za vrijeme ekspanzije stanje pare prelazi gornju graničnu krivulju, pa se dalje promjene stanja događaju u području mokre pare. Pojavljuju se dodatni gubici zbog kapljica vode u pari. Zato su stepeni u području mokre pare poseban problem.

U području zasićenja trebalo bi da se odijeli vlaga u količini $1 - x$, gdje je x sadržaj pare u mokroj pari. To izlučivanje, međutim, ne nastaje odmah nakon prijelaza granične krivulje jer u pari još nema kondenzacijskih jezgara. Para, dakle, dalje ekspandira kao i iznad granične krivulje, te prelazi u pothlađeno stanje, kad joj je temperatura niža od temperature zasićenja za odgovarajući tlak pare. Uspostavlja se neko labilno stanje koje konačno uzrokuje naglu kondenzaciju pare u trenutku kad je postignuto stanovito pothlađenje. Nagloj kondenzaciji uzrok je spontani nastanak kondenzacijskih jezgara zbog gibanja molekula. Na temelju teorijskih razmatranja i mjerenja zaključuje se da pojava »kondenzacijskog udara« ovisi o brzini ekspanzije pare, koja je karakterizirana relacijom

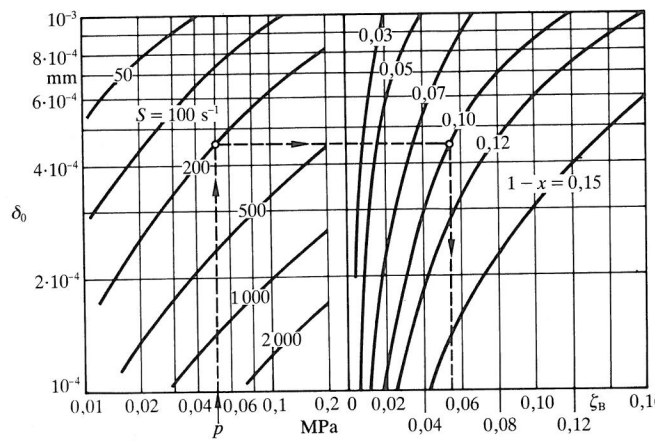
$$S = \frac{1}{2}\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}t} = \frac{c_a}{p}\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}a} \tag{13.63}$$

Tu je p tlak u MPa, $\mathrm{d}p/\mathrm{d}t$ promjena tlaka MPa/s, c_a je komponenta brzine pare u smjeru osovine i a put pare u smjeru osovine. O vrijednosti S ovisi sadržaj vlage $(1-x)$ pri kojem će se pojaviti »kondenzacijski udar«. Ta ovisnost prikazana je na sl. 13.28.



Sl. 13.28. Sadržaj vlage $1-x$ pri kojem se pojavljuje »kondenzacijski udar« ovisno o brzini ekspanzije S (13.63)

U trenutku nastanka kapljica u pari pojavljuju se dodatni gubici zbog kočenja u pojedinim stepenima turbine. Za to ima više uzroka: kapljice vode kreću se sporije od pare pa udaraju u stražnje strane lopatica; kapljice vode ubrzavaju se zbog trenja između čestica pare i vode, pa se na to ubrzavanje troši dio energije; otjecanje vode uzduž lopatica i stvaranje tankog sloja tekućine na njima utječe na strujanje pa i to izaziva dodatne gubitke. Dodatni gubici zbog kočenja određeni su pomoću koeficijenta gubitaka kočenja ζ_B, koji je definiran analogno koeficijentu gubitaka u lopaticama prema (13.21), a ovisi o tlaku pare i sadržaju vlage na izlazu iz privodnog kola, o brzini ekspanzije (13.63) i o veličini kapljica vode (sl. 13.29).



Sl. 13.29. Ovisnost koeficijenta gubitaka kočenja ζ_B o prilikama u stepenu s mokrom parom

Kapljice vode koje su se skupile na lopaticama tjerane su centrifugalnom silom prema kućištu i mogu se odvesti iz turbine pogodno smještenim rasporima (sl. 13.30). Moguće je, međutim, tako odvesti samo dio kapljica vode β, to više njih što su veće njihove dimenzije δ_0. Ta ovisnost vidi se iz tablice:

$\delta_0 =$	2	4	6	8	10	10^{-4} mm
$\beta =$	0,07	0,13	0,19	0,25	0,31	

Prema tome, maksimalno se može po kg pare odvesti količina vlage

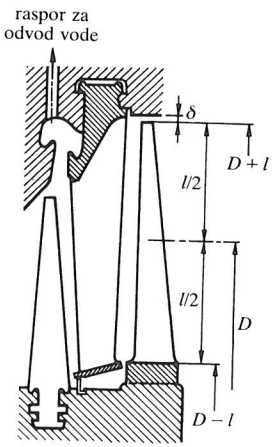
$$(1-x)_{\max} = \beta\,(1-x) \tag{13.64}$$

To je uzrok da se smanjuje količina pare, ili smjesa pare i vode, koja struji kroz iduće stepene turbine, što treba uzeti u obzir za dalji proračun kad se utvrđuje promjena stanja i kad se ustanovljuju dodatni gubici nastali kočenjem.

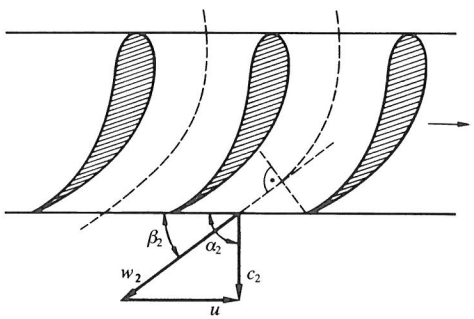
4.3. Posljednji stepen turbine

Dimenzije posljednjih rotorskih lopatica ograničene su dopuštenim naprezanjem zbog centrifugalnih sila. Velik volumen pare koja struji kroz posljednji stepen turbine zahtijeva da lopatice budu vrlo duge kako bi se postigla dovoljno velika slobodna površina za odvod pare. Ukupna brutopovršina za prolazak pare, ne računajući suženje zbog lopatica, određuje se prema sl. 13.30. iz relacije

$$A_b = D\,\pi\,l + (D + l + \delta)\,\pi\,\delta \tag{13.65}$$



Sl. 13.30. Skica posljednjeg stepena turbine



Sl. 13.31. Presjek kroz posljednji red lopatica parne turbine

Tu je D srednji promjer lopatičnog kola, l duljina lopatice, a δ je raspor između rotora i kućišta statora. Pari ostaje manja površina jer ona struji brzinom w_2 pod kutom β_2 (sl. 13.31) prema rubu lopatičnog kola, i jer dio površine A_b zauzimaju lopatice. Slobodna netopovršina iznosi

$$A_n = \tau \sin \beta_2 \cdot A_b = \varepsilon A_b \tag{13.66}$$

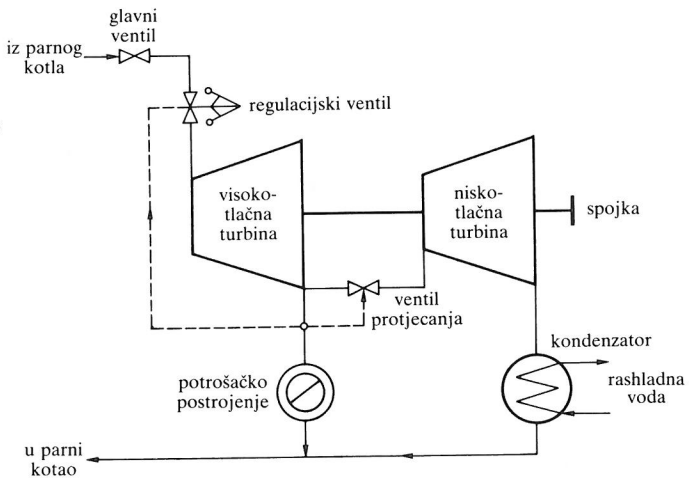
gdje je ε faktor suženja. U turbinama velike snage, a slobodna je površina posljednjeg stepena – kako će se još vidjeti – veličina kojom se ograničuje snaga turbine, faktor je suženja $\varepsilon = 0{,}9$, kut β_2 kreće se u granicama od 40 do 45°, pa omjer između netopovršine i brutopovršine iznosi $\varepsilon = \tau \sin \beta_2 = 0{,}57 - 0{,}63$.

Najveći je problem izvedba dugih lopatica zbog mehaničkih naprezanja. Danas se smatra da je za parne turbine sa 3 000 okretaja u minuti razumna gornja granica njihove duljine od 1 000 do 1 300 mm.

U posljednjem stepenu najveći je postotak vlage, pa su tu lopatice najviše izvrgnute mehaničkom djelovanju kapljica vode, koje udarajući u lopatice postepeno »ispiru« njihov materijal. Stoga se nastoji odabiranjem i početnog i konačnog stanja pare, te odvodeći vodu kroz raspore (sl. 13.30), smanjiti postotak vlage.

4.4. Turbine s međupregrijanjem pare

Kad su tlakovi pare vrlo visoki (viši od 8 MPa), redovito se izvodi parna turbina s međupregrijanjem pare (sl. 13.32). Para koja je djelomično ekspandirala u visokotlačnoj turbini vraća se natrag u kotao, gdje se u posebnom pregrijaču ponovno pregrije (obično do temperature svježe pare) i tako se pregrijana dovodi u niskotlačnu turbinu. Nekad se izvode i dva međupregrijanja.



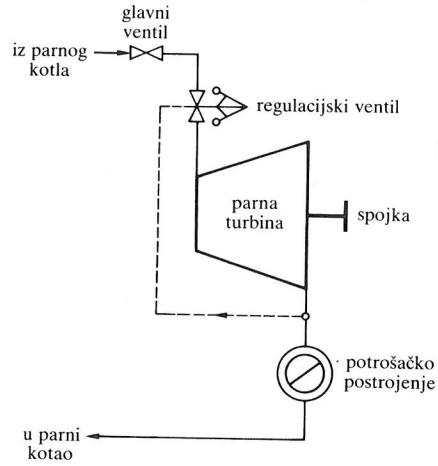
Sl. 13.32. Shema spoja parne turbine s međupregrijanjem

Pomoću međupregrijanja postiže se nešto bolji termički stupanj djelovanja (poboljšanje od 2 do 4%), ali je smanjenje postotka vlage u posljednjim stepenima turbine glavni razlog za uvođenje međupregrijanja.

5. Protutlačne turbine i turbine s oduzimanjem

5.1. Protutlačne parne turbine

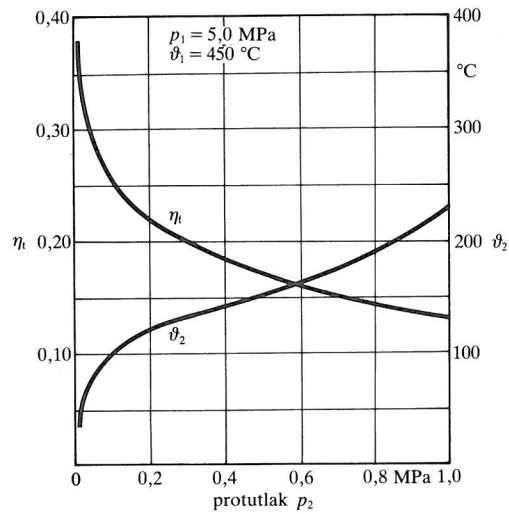
U protutlačnoj turbini para ekspandira do znatno višeg tlaka od onoga u kondenzatoru. Tad se para, koja je samo djelomično ekspandirala u turbini, iskorištava za tehnološke procese u industriji (grijanje, isparivanje, kuhanje, sušenje i sl.) ili za grijanje prostorija. Upotreba protutlačne turbine opravdana je samo ako ima potrošača koji mogu iskoristiti djelomično ekspandiranu paru. Najčešće se takva para dovodi u izmjenjivače topline kod potrošača ili u toplani (sl. 13.33), koji djeluju kao kondenzatori, ali s tim da se entalpija isparivanja iskorištava ili za tehnološke procese ili za grijanje prostorija. Nasuprot tome, u kondenzacijskoj turbini entalpija isparivanja odvodi se beskorisno u okolinu.



Sl. 13.33. Shema spoja protutlačne parne turbine

Tlak na kraju ekspanzije određen je potrebnom temperaturom pare na izlazu iz turbine. Uz konstantan tlak pare na ulazu u turbinu, a s porastom tlaka na kraju ekspanzije, smanjuje se adijabatski pad entalpije za proizvodnju mehaničke

energije, ali se povećava entalpija koju mogu iskoristiti toplinski potrošači. Zato s povećanjem protutlaka opada termički stupanj djelovanja η_t transformacije u mehaničku energiju (sl. 13.34). To, međutim, ne znači da je cijeli proces nepovoljan jer je teorijski stupanj djelovanja iskorištenja energije pare jednak jedinici. Mora se istaknuti da mogućnost iskorištenja pare ovisi o njezinoj temperaturi. Pari koja je ekspandirala do tlaka kondenzatora (tlak manji od 0,01 MPa) temperatura je samo nekoliko stupnjeva viša od one u rashladne vode, odnosno od temperature okoline. Dakle njezina se energija sastoji praktički samo od anergije, a ona se ne može transformirati u drugi oblik energije.

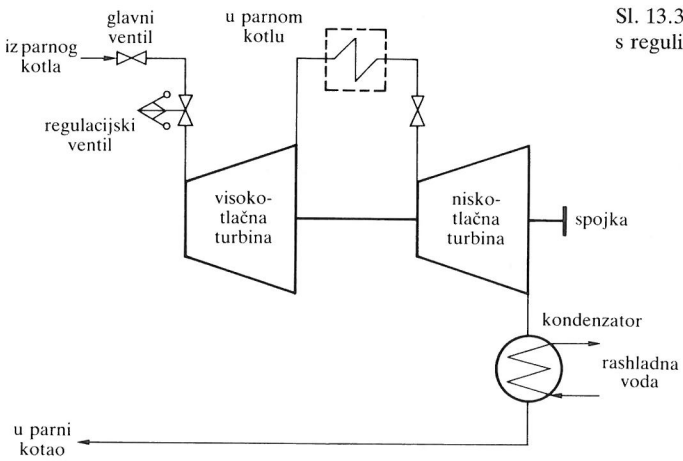


Sl. 13.34. Ovisnost termičkog stupnja djelovanja η_t transformacije u mehaničku energiju u protutlačnoj turbini i temperature pare ϑ_2 na izlazu o protutlaku p_2

Uz konstantne tlakove na ulazu i izlazu proizvodnja mehaničke anergije proporcionalna je količini pare koju preuzimaju potrošači. Prema tome, za upotrebu takve turbine mora postojati ne samo istodobna potreba za mehaničkom i toplinskom energijom nego stalan i nepromijenjen omjer tih potreba. Stoga se protutlačna turbina najčešće ne može upotrijebiti kao stroj kojim će se npr. za neku industriju osigurati i potrebna mehanička energija (električna energija) i potrebna toplina.

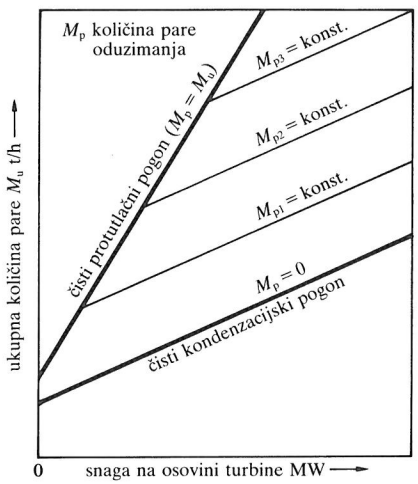
5.2. Turbine s reguliranim oduzimanjem pare

Da se ukloni čvrsta ovisnost mehaničke energije na osovini turbine o unutrašnjoj termičkoj energiji pare na izlazu iz turbine, grade se turbine s reguliranim oduzimanjem pare (sl. 13.35). Takva turbina sastoji se od visokotlačnog i niskotlačnog dijela, smještenih u odvojena kućišta, ali na zajedničkoj osovini. U visokotlačnom dijelu ekspandira sva para koja se dovodi iz kotla, nakon ekspanzije dio se odvodi potrošačima, a ostatak ide u niskotlačni dio turbine. Pred ulazom u



Sl. 13.35. Shema spoja parne turbine s reguliranim oduzimanjem

niskotlačni dio smješten je protočni ventil, kojim se regulira količina pare za ekspanziju do kondenzatorskog tlaka. Budući da tlak pare na izlazu iz visokotlačnog dijela ovisi o količini pare koja struji kroz taj dio turbine, promijeni li se količina pare kroz niskotlačni dio, mijenjat će se i njezina količina kroz visokotlačni dio, a s time i tlak pare za potrošače. Tako se može održavati konstantni tlak pare oduzimanja.



Sl. 13.36. Ovisnost snage na osovini turbine o ukupnoj količini pare i o količini oduzimanja

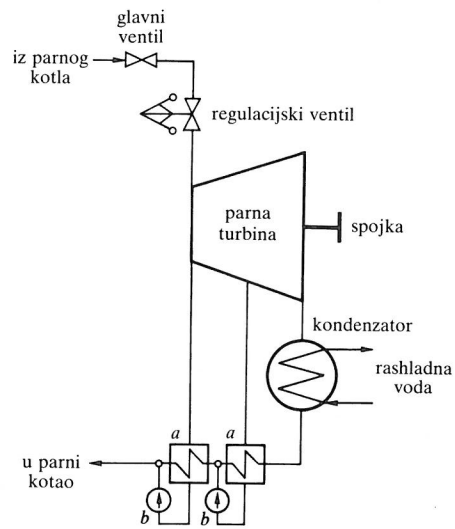
Zbog postojanja niskotlačnog dijela, iz kojeg se para odvodi u kondenzator, nema čvrste ovisnosti između proizvedene mehaničke energije i količine pare koja se predaje potrošačima (sl. 13.36). Pogon je moguć između dva granična slučaja, a to su potpuno protutlačni i potpuno kondenzacijski pogon. U prvome sva para što se dovodi turbini ekspandira samo u njezinu visokotlačnom dijelu pa se nakon

toga odvodi potrošačima, a u drugome sva para ekspandira do kondenzatorskog tlaka, i turbina radi bez oduzimanja pare. Između tih graničnih pogonskih slučajeva moguć je pogon uz različite omjere snage na osovini turbine i količine pare oduzimanja. Tako se turbina s oduzimanjem može u vrlo širokim granicama prilagoditi potrošačkim zahtjevima.

Izvode se turbine i s više reguliranih oduzimanja.

5.3. Turbine s nereguliranim oduzimanjem pare

Danas se uglavnom sve turbine izvode s nereguliranim oduzimanjima pare između dvaju susjednih stepena. Broj nereguliranih oduzimanja ovisi u prvom redu o tlaku pare na ulazu u turbinu. S njegovim povećanjem raste i broj nereguliranih oduzimanja. Izvode se turbine i s deset nereguliranih oduzimanja pare. Tako oduzetom parom zagrijava se kondenzat (sl. 13.37) jer se time povećava termički stupanj djelovanja procesa, zato što se dio pare ne dovodi u kondenzator. Para kojom se zagrijava kondenzat obavlja, naime, protutlačni proces, pa sva energija tako oduzete pare ostaje u procesu. Količina pare iskoristiva za zagrijavanje kondenzata vrlo je ograničena jer je i toplina koju on može preuzeti ograničena.



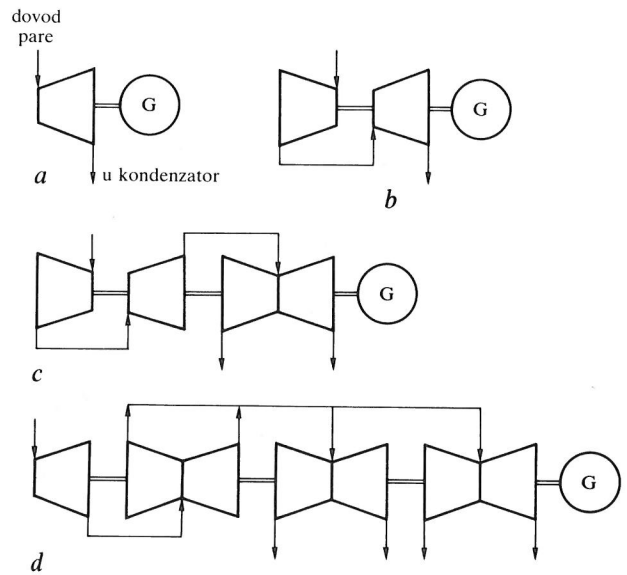
Sl. 13.37. Shema spoja parne turbine sa dva neregulirana oduzimanja; a – zagrijač kondenzata, b – pumpa

U turbinama s reguliranim oduzimanjem prvi stepen nakon oduzimanja mora biti izveden kao akcioni zbog privoda pare samo dijelu oboda okretnog kola. Zato je svaki dio turbine izveden u posebnom kućištu. To nije potrebno u turbinama s nereguliranim oduzimanjem jer se od ukupne pare oduzima samo nekoliko postotaka, a neoduzeta para ne vodi se u idući stepen kroz posebni ventil. Takvo oduzimanje, prema tome, bitno ne remeti normalno strujanje kroz turbinu.

6. Izvedbe parnih turbina

6.1. Parne turbine za konvencionalne termoelektrane

Turbine manjih snaga u jednom su kućištu (sl. 13.26. i 13.38a). Za više parametre svježe pare ne može se cijeli pad entalpije iskoristiti u turbini s jednim kućištem jer osovina mora biti vrlo dugačka, nastaje veliko rastezanje materijala, preveliki su dijelovi koje treba odliti ili iskovati, preveliko je savijanje osovine itd. Zbog toga se ukupni pad entalpije dijeli i dio iskorištava u visokotlačnom dijelu (visokotlačno kućište), izrađenom od materijala koji izdrži visoke temperature, te u jednom ili više srednjotlačnih i niskotlačnih dijelova (srednjotlačna i niskotlačna kućišta), koji su od manje kvalitetnih materijala, zbog nižih temperatura i tlakova.

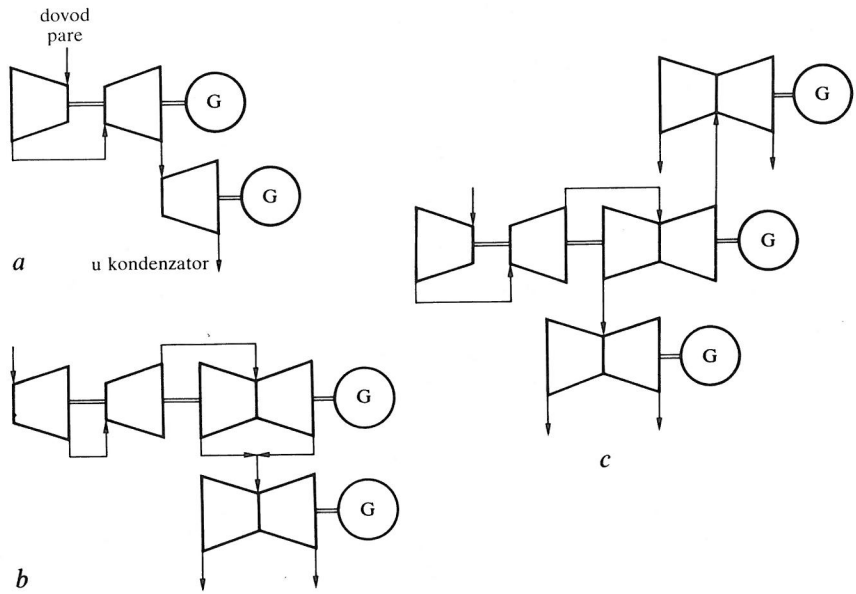


Sl. 13.38. Primjeri izvedbe jednoosovinskih parnih turbina

Da bi se izjednačio unutrašnji potisak, kućišta reakcionih turbina spajaju se tako da smjer strujanja pare bude obrnut (sl. 13.38b). U spojnom vodu između dvaju kućišta nema nikakvih zapornih ni regulacijskih uređaja.

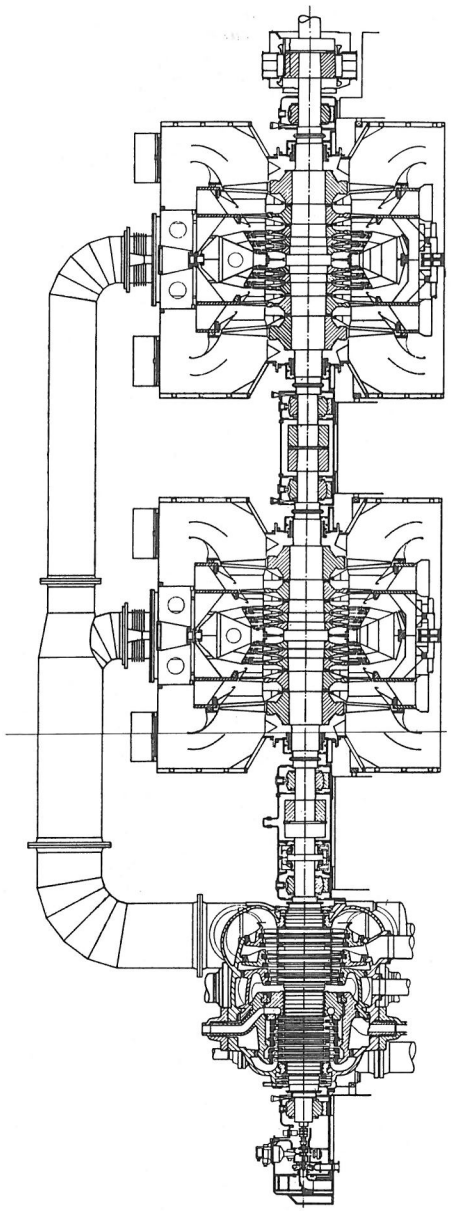
Turbine velike snage, kako će se još vidjeti, mogu se ostvariti samo s dovoljno velikom slobodnom površinom presjeka u posljednjem stepenu (4.3. ovog poglavlja). Stoga se niskotlačni dio mora izgraditi tako da se para podijeli na dva (sl. 13.38c), tri, četiri (sl. 13.38d), pa i više dijelova. Tako se s istom duljinom lopatice l i istim promjerom D (sl. 13.30) ostvaruje u posljednjem stepenu dvostruka, trostruka ili višestruka slobodna površina na izlazu iz turbine. Osim toga, simetrični smještaj niskotlačnih kućišta omogućuje da se izjednače aksijalni potisci.

Potrebe evropskih elektroenergetskih sistema mogle su dosad biti zadovoljene snagama turbina koje su se dale izvesti kao jednoosovinske parne turbine (sl. 13.38) s brzinom vrtnje od 3 000 min^{-1} koje tjeraju jedan generator. U SAD, međutim, bili su, zbog većih elektroenergetskih sistema, potrebni agregati većih snaga. Porast slobodnih izlaznih površina nije bio moguć zbog mehaničkih naprezanja i ograničenja brzine na izlazu, a povećanje broja niskotlačnih kućišta zahtijevalo bi preduge agregate. Sve je to uzrok da su razvijene dvoosovinske pa i troosovinske parne turbine (sl. 13.39). Tu je riječ o dva ili tri mehanički odvojena turboagregata (turbina + generator), ali koji iskorištavaju istu paru. Visokotlačna turbina normalno tjera dvopolni generator (brzina vrtnje 3 000 min^{-1} u mrežama od 50 Hz i 3 600 min^{-1} u onima od 60 Hz), a niskotlačna turbina četveropolni generator (brzina vrtnje 1 500 min^{-1} i 1 800 min^{-1}), ali su generatori uvijek spojeni paralelno i rade sinkrono. Smanji li se brzina vrtnje na polovicu, a usto naprezanje



Sl. 13.39. Primjeri izvedbe dvoosovinskih i troosovinske parne turbine

materijala lopatica zbog centrifugalnih sila, dade se teorijski ostvariti četverostruki izlazni presjek. Kad je izvedba troosovinska, niskotlačni dijelovi izvode se simetrično (sl. 13.39). Na sl. 13.39. prikazane su samo neke od mogućih izvedaba.



Sl. 13.40. Uzdužni presjek parne turbine snage 600 MW; svježa para 25 MPa, 500 °C, duljina posljednjih lopatica 1 000 mm

Na sl. 13.40. vidi se uzdužni presjek turbine snage od 600 MW.

6.2. Parne turbine za nuklearne elektrane

U dosad razvijenim reaktorima proizvodi se suho zasićena para relativno niskih tlakova (6,0–7,5 MPa, kojima odgovara temperatura isparivanja od 275 do 290 °C). Proces u nuklearnoj elektrani jednak je dakle procesu s mokrom parom (sl. 12.29. i 12.31). Prema tome, riječ je o pari znatno nižeg tlaka i znatno niže temperature od one što se proizvodi u kotlovima loženima fosilnim gorivima, jer se konvencionalna termoelektrana bazira na procesu s pregrijanom parom (sl. 12.34. i 12.35). Za usporedbu se navodi nekoliko podataka za paru iz kotlova (tlak 16,3 MPa, temperatura 565 °C) i za paru iz reaktora s običnom vodom, i to u oba slučaja za ekspanziju do tlaka od 0,005 MPa u kondenzatoru. Prvi podatak vrijedi za paru iz kotlova, a drugi za paru iz reaktora:

raspoloživi adijabatski pad: 1 620 kJ/kg, 930 kJ/kg pare
količina pare na ulazu u turbinu: 2,73 kg/kWh, 5,57 kg/kWh
količina pare na izlazu iz turbine: 1,84 kg/kWh, 2,94 kg/kWh

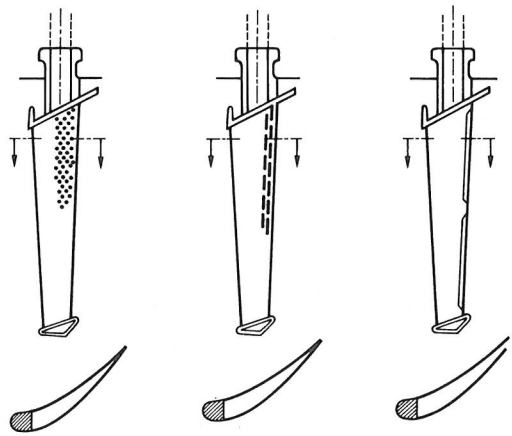
Razlika između količine na ulazu i izlazu nastaje zbog toga što se parom zagrijava kondenzat i odvodi se kondenzirana para tijekom ekspanzije.

Takve prilike zahtijevaju i posebne konstrukcijske zahvate da bi se uz tako niske parametre pare postigao dovoljno visok stupanj djelovanja i dovoljna sigurnost u pogonu. Teškoće se još i povećavaju jer valja izgraditi turbine velikih snaga zato što ekonomičnost nuklearnih elektrana brzo raste s povećanjem snage reaktora, a stoga i s rastom snage turbine.

Niska entalpija svježe pare na ulazu u turbinu zahtijeva za veliku snagu i velik volumen pare, pa onda i velike dimenzije, pogotovo na izlazu iz turbine, gdje vlada vrlo nizak tlak.

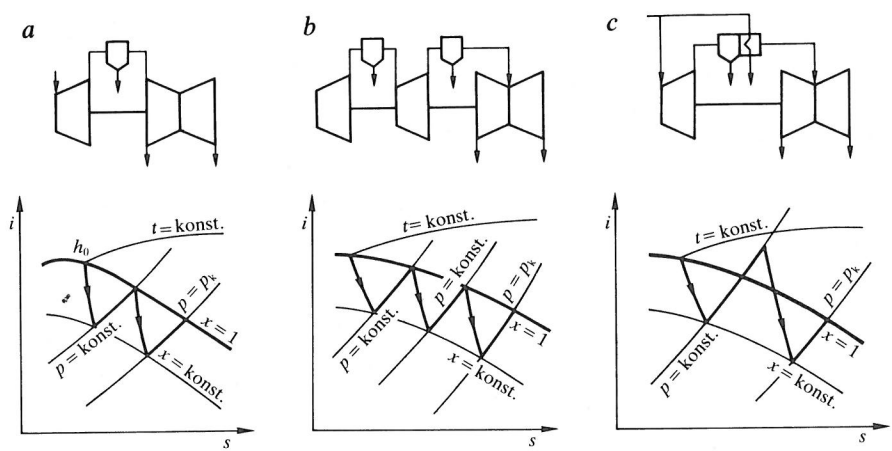
Bilo je, međutim, pokušaja da se u nuklearnim elektranama s vodom hlađenim reaktorima ostvari proces s pregrijanom parom. To se nije nastojalo postići sniženjem tlaka, što bi uz zadane temperature bilo moguće, nego dodatnim pregrijavanjem. U prvim se pokušajima suhozasićena para iz reaktora pregrijavala u konvencionalnim kotlovima. Takav je pogon ostvaren u američkoj nuklearnoj elektrani Indian Point, što je poslije napušteno zbog složenog pogona i posebnih sigurnosnih problema, jer se radioaktivna para uvodi u parni kotao. Naknadna su istraživanja bila usmjerena na pregrijavanje pare u reaktoru, pomoću posebnih gorivih elemenata i posebnih rashladnih kanala. Pregrijavanje pare u reaktoru ostvareno je u nekoliko eksperimentalnih postrojenja u SAD i SSSR. Šire se primjenjuje u SSSR-u u nuklearnim elektranama s reaktorom moderiranim grafitom i hlađenim kipućom vodom (LWGR).

Najveća je teškoća vlaga u pari jer se ona pojavljuje već na početku ekspanzije, pa, svakako, i u svim stepenima turbine. Stoga su potrebne posebne mjere za odvođenje kondenzata u svim stepenima. To se postiže rasporima, kao na sl. 13.30. u visokotlačnim i srednjotlačnim stepenima. U niskotlačnima, gdje se para naročito intenzivno kondenzira, upotrebljavaju se šuplje statorske lopatice s rasporima koji upijaju kapljice vode (sl. 13.41). Tako upijena voda odvodi se u kondenzator.



Sl. 13.41. Izvedbe šupljih lopatica statora za odvođenje vlage iz niskotlačnih stepena turbine

Maksimalni udio vlage u pari koja struji među posljednjim turbinskim lopaticama (na kraju ekspanzije), uz koji se još može osigurati dovoljan vijek trajanja tih lopatica, iznosi 12 do 13%. Uz zadanu temperaturu u kondenzatoru, koja ovisi o temperaturi rashladne vode, vlažnost je pare na kraju ekspanzije to veća što je veći tlak zasićene pare na ulazu u turbinu. Spomenuta granična vlažnost na kraju ekspanzije dostiže se već za tlak zasićene pare od 0,3 do 0,4 MPa, ako je tlak u kondenzatoru 0,005 MPa. Tlak zasićene pare na ulazu u turbinu nuklearne elektrane iznosi 6 do 7 MPa, pa uz taj tlak para na kraju ekspanzije sadrži oko 18% vlage. Zbog toga je potrebno predvidjeti separator vlage, pomoću kojega se izdvaja vlaga iz pare nakon ekspanzije, pa se tako smanjuje udio vlage u pari na kraju ekspanzije na dopušteni maksimalni udio. Sušenje je pare moguće postići mehaničkim izdvajanjem kapljica vode iz pare s naknadnim grijanjem pare ili bez toga grijanja (sl. 13.42). Kad je tlak svježe pare manji od 4 MPa, moguće je



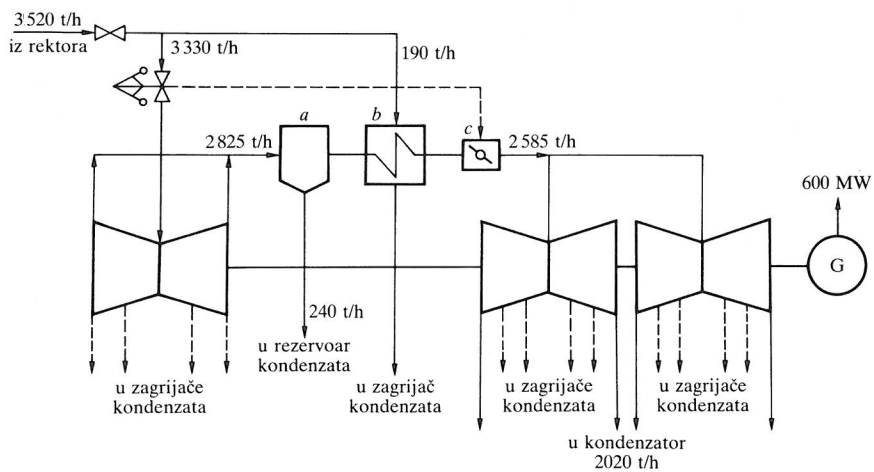
Sl. 13.42. Sheme spoja separatora vlage i prikaz u *i,s*-dijagramu; a – jednostruki separator vlage, b – dvostruki separator vlage, c – jednostruki separator vlage s pregrijavanjem pare, 1 – x sadržaj vlage, p_k tlak u kondenzatoru

separaciju vlage izvesti s jednim separatorom vlage bez naknadnog pregrijavanja. Za veće tlakove svježe pare potrebna je separacija vlage u dva stupnja (sl. 13.42b) ili u jednom stupnju, ali s pregrijavanjem pare (sl. 13.42c). Vlažna se para pregrijava svježom parom ili parom iz nereguliranog oduzimanja turbine koja ima viši tlak i temperaturu od pare koju treba pregrijavati.

Separacijom vlage u toku ekspanzije povećava se termički stupanj djelovanja kružnog procesa, a vlaga u pari nepovoljno utječe i na unutrašnji stupanj djelovanja turbine. Maksimalno povećanje termičkog stupnja djelovanja postiže se uz određeni omjer tlaka pare u separatoru pare i tlaka svježe pare. Optimalni omjer tlakova za izvedbu s jednim separatorom bez pregrijanja pare iznosi 0,06 do 0,12, a za izvedbe s jednim separatorom i pregrijanjem pare 0,14 do 0,22. Poboljšanje termičkog stupnja djelovanja upotrebom separatora vlage iznosi 0,04 do 0,06%.

Pojava vlage u pari koja ekspandira u turbini ne uzrokuje samo dodatne gubitke (4.2. ovog poglavlja) nego i eroziju materijala lopatica i ostalih dijelova. Intenzitet erozije ovisi o tlaku i o sadržaju vlage. Da se smanji erozija, nanosi se na ugrožene dijelove turbine tanak sloj čelika s visokim postotkom kroma.

Pojava znatnijih količina vlage u turbini zahtijeva dodatne mjere za regulaciju turbine. Unutrašnje su joj površine prekrivene vodenim filmom debljine od 1 do 2 mm, a svako udubljenje napunjeno je kondenzatom. Premda je pogodnom konstrukcijom moguće smanjiti dimenzije udubljenja, pa ih i potpuno eliminirati, pojava se vodenog filma ne da spriječiti. Pri smanjenom opterećenju, a pogotovo obustavi li se dovod pare u turbinu, opada u njoj tlak, što uzrokuje naglo isparivanje kondenzata prikupljenoga u turbini. Tako nastala dodatna količina pare ekspandira u turbini i proizvodi mehaničku energiju. Ako se generator isključi iz mreže, a zbog dodatnog isparivanja, znatno se povećava brzina vrtnje



Sl. 13.43. Shema spoja parne turbine u nuklearnoj elektrani sa separatorom vlage (a), međupregrijačem (b) i zaklopkom (c)

turbine. Da se utjecaj dodatnog isparivanja smanji, ugrađuje se zaklopka između visokotlačnog i niskotlačnog dijela (c na sl. 13.43), koja se zatvara kad prestane dotok pare turbini. Tada para nastala isparivanjem kondenzata u visokotlačnom dijelu turbine ne može doći u njezin niskotlačni dio, što, svakako, smanjuje rast brzine vrtnje.

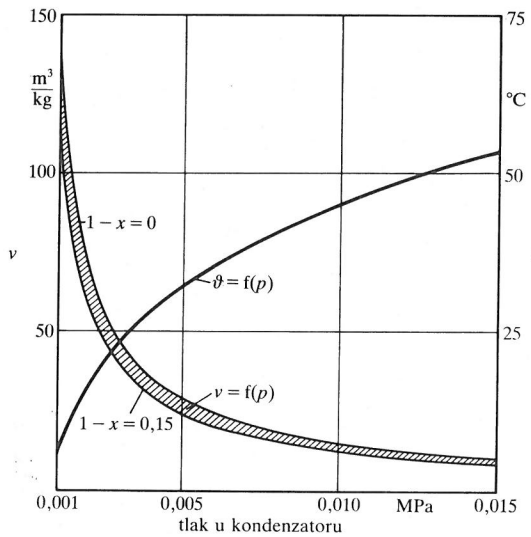
6.3. Granične snage parnih turbina

Granična maksimalna snaga parne turbine određena je maksimalnim volumenom pare koji može prostrujati kroz njezin niskotlačni dio. Da bi se povećala granična snaga, uz održavanje konstantnog volumena pare koja struji kroz posljednji stepen turbine, mogući su ovi postupci:

a) povećanje tlaka svježe pare (temperatura je ograničena svojstvima upotrijebljenog čelika!) i međupregrijanje pare jer se postiže veći pad entalpije, pa stoga i veća snaga za istu količinu pare na izlazu iz turbine

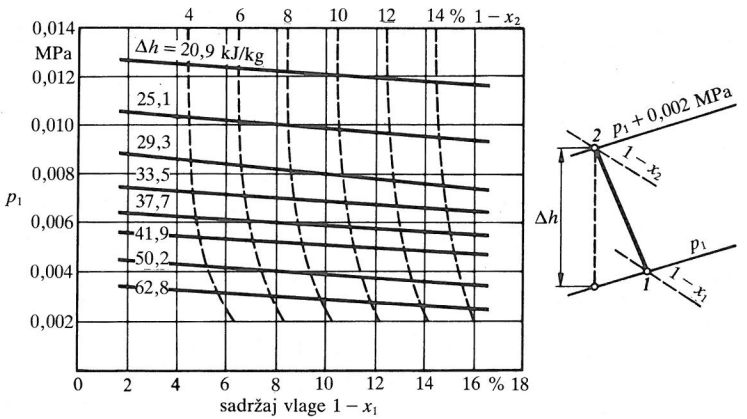
b) povećanje broja nereguliranih oduzimanja za zagrijavanje kondenzata jer se tako povećava omjer između količine svježe pare i količine pare koja ulazi u kondenzator

c) povećanje tlaka u kondenzatoru. Volumen pare mnogo ovisi o tlaku, pogotovo u području tlakova koji vladaju u kondenzatoru (sl. 13.44), ali poveća li se tlak u kondenzatoru, smanjit će se adijabatski pad koji je na raspolaganju.



Sl. 13.44. Ovisnost specifičnog volumena i temperature pare na izlazu iz turbine o tlaku u kondenzatoru

Na sl. 13.45. prikazan je utjecaj povećanja tlaka za 0,002 MPa u kondenzatoru na smanjenje adijabatskog pada topline ovisno o sadržaju vlage. Uz manji iskoristivi pad entalpije bit će manji, naravno, i termički stupanj djelovanja procesa, ali i sadržaj vlage u posljednjem stepenu turbine



Sl. 13.45. Smanjenje adijabatskog pada topline Δh za povećanje tlaka u kondenzatoru za 0,002 MPa; p_1 tlak prije povećanja, x_1 sadržaj pare prije, a x_2 nakon povišenja tlaka

d) smanjenje brzine vrtnje turbine – uz geometrijski sličnu izvedbu izlazni se presjek može učetverostručiti prijeđe li se od dvopolnoga na četveropolni generator

e) odvodeći dio pare za pogon pojne pumpe smanjit će se količina pare koja se dovodi u kondenzator, pa ta mjera ima u principu jednak učinak kao i upotreba pare za zagrijavanje kondenzata.

Primjenjujući sve te mjere uz određeni tlak u kondenzatoru i stanovitu brzinu vrtnje, moguća su u osnovi tri načina da se poveća strujanje pare kroz posljednji stepen turbine:

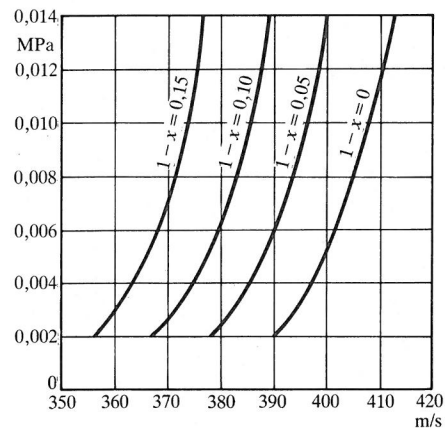
a) porast brzine pare na izlazu iz turbine

b) veći broj niskonaponskih kućišta

c) porast slobodne površine u posljednjem stepenu turbine.

Granice tih mogućnosti određene su više ekonomskim nego tehničkim razlozima.

S porastom brzine na izlazu iz turbine naglo se povećavaju gubici na izlazu jer su oni proporcionalni kvadratu brzine. Osim toga, granica izlazne brzine određena je brzinom zvuka u pari, koja je za stanja pare na izlazu iz sapnice prikazana na sl. 13.46. S obzirom na izlazne gubitke normalno se odabire izlazna brzina, koja iznosi od 70 do 80% brzine zvuka.

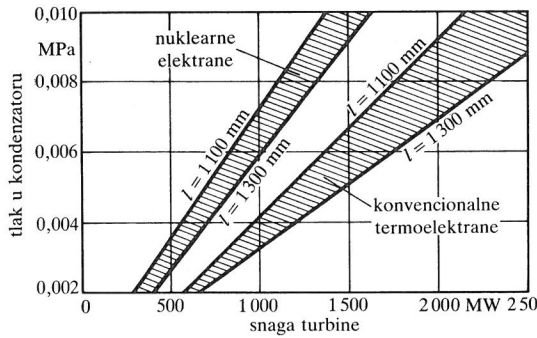


Sl. 13.46. Brzina zvuka u vodenoj pari za stanja na izlazu iz turbine

Što je više niskotlačnih kućišta, bit će veće relativno rastezanje između kućišta i rotora, pa je stoga potrebno izvesti turbinu s većim aksijalnim rasporima, a to smanjuje stupanj djelovanja. Zato se smatra da je izvedba sa tri do četiri niskotlačna kućišta (od šest do osam izlaznih presjeka) razumna granica.

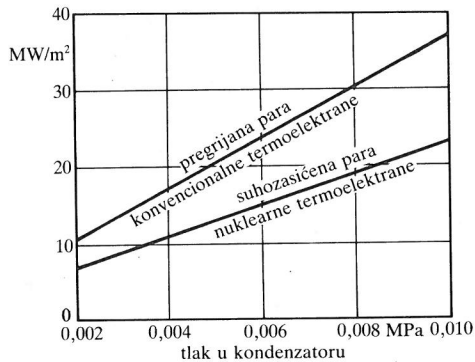
Povećanje slobodne površine ovisi u prvom redu o duljini lopatica. Ako se želi ostati u pouzdanim granicama naprezanja danas poznatih čelika, drži se da je granica duljine lopatica od 1 000 do 1 300 mm za turbine sa 3 000 min^{-1}.

Na sl. 13.47. vide se ekonomski opravdane granične snage parnih turbina za konvencionalne i nuklearne elektrane ovisno o tlaku u kondenzatoru i o duljini lopatica. Podaci se odnose na turbine sa tri kućišta (šest izlaznih presjeka) i za 3 000 min^{-1}



Sl. 13.47. Ekonomične granične snage parnih turbina sa tri niskotlačna kućišta (šest izlaznih presjeka) i s brzinom vrtnje od 3 000 min^{-1}

Podaci o graničnim snagama turbina mogu se dobiti iz dijagrama na sl. 13.48, u kojem je prikazana specifična snaga turbine po m^2 izlazne površine ovisno o tlaku u kondenzatoru i stanju pare na ulazu u turbinu. Pritom valja istaknuti da dosad najveći izvedeni izlazni presjek iznosi 51 m^2 sa tri niskotlačna kućišta. Gradi se i turbina s površinom presjeka od 60 m^2, a procjenjuje se da će biti moguće izvesti turbine s maksimalnim izlaznim presjekom od 75 m^2.



Sl. 13.48. Specifična snaga po m^2 slobodne površine na izlazu iz turbine ovisno o tlaku u kondenzatoru za pregrijanu i suhozasićenu paru

Sve se to odnosi na turbine sa 3000 min^{-1}. Uz 1 500 okretaja dadu se ostvariti znatno veće snage turbina. Udvostručivši linearne dimenzije uz polovicu brzine

vrtnje, ostaju nepromijenjene brzine strujanja i naprezanja lopatica. S udvostručenjem linearnih dimenzija učetverostručuje se površina, a da se ne moraju razvijati nove, već se samo udvostručuju dimenzije isprobanih konstrukcija.

Današnje stanje razvoja graničnih snaga turbina, uzevši i one koje već rade ili su neposredno pred stavljanjem u pogon, može se prikazati ovim podacima:

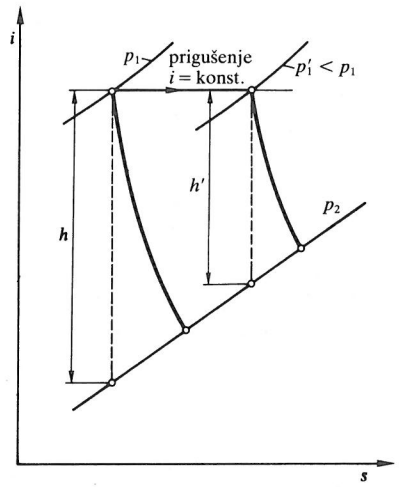
- turbine s pregrijanom parom i međupregrijanjem (za konvencionalne termoelektrane):
  3 000 min^{-1}, jednoosovinska izvedba 600–700 MW
  3 600 min^{-1}, jednoosovinska izvedba 800–900 MW
  dvoosovinska izvedba 1 300 MW
- turbine sa suho zasićenom parom (za nuklearne elektrane s reaktorima s običnom vodom):
  3 000 min^{-1}, jednoosovinska izvedba 700–800 MW
  1 500 min^{-1}, jednoosovinska izvedba 1 300 MW
  1 800 min^{-1}, jednoosovinska izvedba 1 200 MW

7. Regulacija parnih turbina

7.1. Općenito o regulaciji parnih turbina

Mehanička snaga koju proizvodi parna turbina u prvoj je aproksimaciji proporcionalna produktu količine pare u jedinici vremena (kg/s) i raspoloživog pada entalpije (kJ/kg). Snaga se turbine regulira uz konstantnu brzinu vrtnje. Moguća su tri načina: a) regulacija prigušivanjem, koje se postiže prigušujući paru na ulazu u turbinu, a s time i smanjujući pad entalpije; b) regulacija količine pare (regulacija punjenja ili regulacija grupama sapnica), kojom se mijenja količina pare dovedena turbini; c) kombinirana regulacija, kojom se mijenja i količina pare i pad entalpije, i to male promjene snage prigušivanjem, a veće regulacijom količine pare.

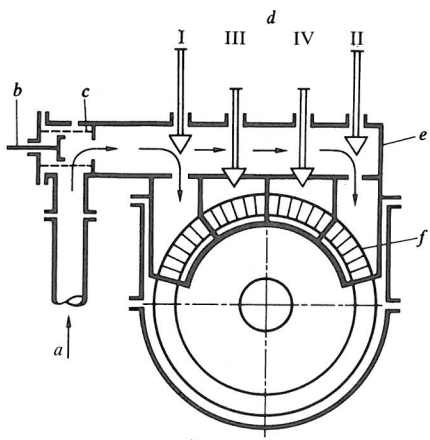
Regulacija prigušivanja provodi se pomoću jednoga prigušnog ventila, kroz koji protječe ukupna količina pare. U ventilu se tlak svježe pare prigušuje pa se stoga smanjuje pad entalpije u turbini (sl. 13.49). Kako će se vidjeti, s opadanjem tlaka smanjuje se i količina pare koja – uz konstantan tlak na kraju ekspanzije – struji

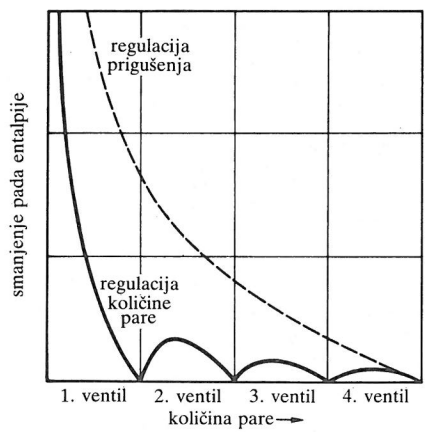


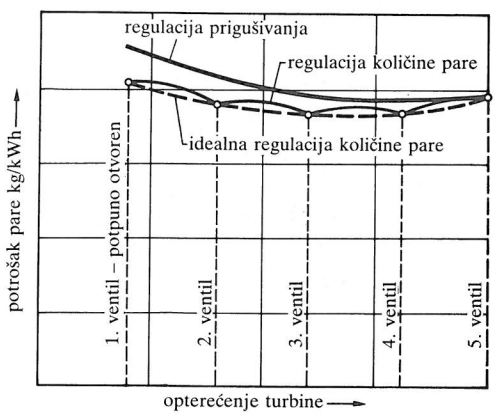
Sl. 13.49. Utjecaj prigušivanja pare na ulazu u turbinu na pad entalpije

kroz turbinu. Na taj način bit će manja i proizvedena mehanička snaga. Regulacija prigušivanjem upotrebljava se samo za turbine vrlo male snage, kad konstrukcijski razlozi ne dopuštaju regulaciju punjenjem.

Danas se praktički uvijek izvode turbine s regulacijom količine pare. To se postiže ugradnjom više ventila kroz koje – kad su otvoreni – para struji u grupu privodnih sapnica (sl. 13.50). Što više raste opterećenje, redom se otvara sve veći broj ventila. Kad bi se provodila samo regulacija količine pare, odnosno kad bi ventili mogli biti ili samo potpuno otvoreni ili potpuno zatvoreni, turbina bi radila samo s točno određenim opterećenjima. Da se omogući potpuna prilagodba opterećenja turbine potrebama, regulira se količina pare prigušivanjem samo u ventilu koji je – po redoslijedu otvaranja – između potpuno otvorenih i potpuno zatvorenih ventila. Prema tome, riječ je o kombinaciji regulacije količine pare i regulaciji prigušivanjem. Takav postupak izaziva smanjenje iskoristivog pada entalpije, ali to manje što je veći broj otvorenih ventila (sl. 13.51), pa se može smatrati da turbina ima na raspolaganju puni pad entalpije i puni ulazni tlak, pogotovo u područjima opterećenja s kojima normalno radi parna turbina.







Sl. 13.50. (gore) Dovod pare turbini preko grupe dovodnih ventila; a – dovod pare iz kotla, b – brzozaporni ventil, c – sito za paru, d – ventili, e – kućište, f – sapnice

Sl. 13.51. (gore desno) Utjecaj načina regulacije parne turbine na smanjenje pada entalpije

Sl. 13.52. (desno) Ovisnost potroška pare o načinu regulacije parne turbine

Način regulacije utječe na stupanj djelovanja, koji se dade prikazati i specifičnim potroškom pare po kWh (sl. 13.52). Kad bi se mogla izvesti turbina s vrlo velikim brojem ventila, ostvarila bi se praktički idealna regulacija količine pare jer ne bi bilo potrebno prigušenje. Zbog njega se povećava specifična potrošnja pare.

7.2. Utjecaj regulacije na prilike u turbini

Turbina je proračunata za puno opterećenje, ili za opterećenje pri kojem se postiže maksimalan stupanj djelovanja (optimalno opterećenje), pa su i dimenzije kanala među lopaticama u privodnom i okretnom kolu određene prema količini pare potrebne za maksimalno ili optimalno opterećenje. Toj količini pare odgovaraju i tlakovi u pojedinim stepenima, koji se određuju iz krivulje ekspanzije pare u turbini (sl. 13.11).

Kad turbina radi s manjim opterećenjem od maksimalnoga, mijenjaju se tlakovi u pojedinim stepenima. Tad kroz nju struji manje pare. Ta smanjena količina pare ima više mjesta u sapnicama i u kanalima među lopaticama, manje je stisnuta i brže ekspandira. Zbog toga su na kraju ekspanzije veće brzine, što znači da se iskorištava veći pad entalpije i da je tlak na kraju ekspanzije niži nego kad turbina radi s punim opterećenjem. Lopatice okretnih kola, nasuprot tome, zadržavaju konstantnu obodnu brzinu jer turbina pri svim opterećenjima ima konstantnu brzinu vrtnje. Omjer između obodne brzine u i brzine pare c_1 postat će zato manji od onoga za koji je proračunata turbina, što će biti uzrok da se smanji stupanj djelovanja na obodu (sl. 13.6. i 13.8) i na lopaticama (sl. 13.12. i 13.18), jer se turbina konstruira uz zahtjev da se postigne maksimalan stupanj djelovanja pri maksimalnom ili optimalnom opterećenju. Osim toga para, uz promijenjene uvjete, ne struji tangencijalno na okretne lopatice, te udara u njihove stražnje strane, a sve to koči lopatično kolo i izaziva vrtloge, čemu je posljedica pad stupnja djelovanja.

Ispitujući prilike u turbini uz promjenljive količine pare i tlakove na ulazu i izlazu, dolazi se do zaključka da se omjer količina pare koja protječe kroz turbinu može izračunati iz relacije

$$\frac{M}{M_0} = \sqrt{\frac{T_{10}}{T_1}} \sqrt{\frac{p_1^2 - p_2^2}{p_{10}^2 - p_{20}^2}} \tag{13.67}$$

gdje je M količina pare koja struji kroz turbinu, T_1 temperatura pare, p_1 tlak na ulazu, a p_2 je tlak na izlazu iz turbine. Veličine s indeksom 0 odnose se na prilike pri maksimalnom ili optimalnom opterećenju, a one bez dodatnog indeksa vrijede za promatrane prilike. Budući da se temperature malo mijenjaju s opterećenjem, njihov omjer vrlo je blizu jedinici, pa se može i zanemariti. Osim toga, u kondenzacijskoj turbini tlak je na njezinu izlazu vrlo malen u usporedbi s ulaznim, stoga se također p_2^2 i p_{20}^2 prema p_1^2 i p_{10}^2 mogu zanemariti. Tad relacija (13.67) prelazi u

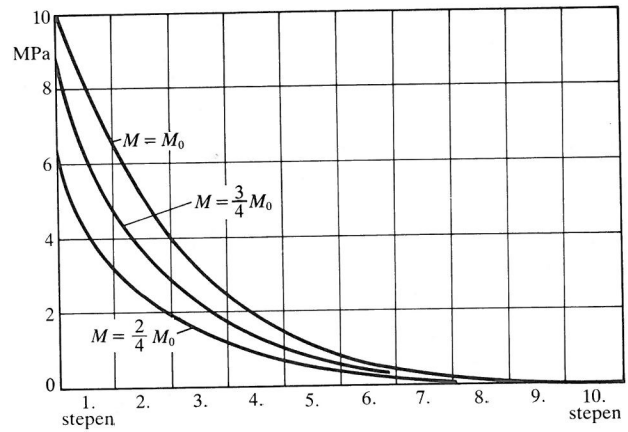
$$M = M_0 \frac{p_1}{p_{10}} \tag{13.68}$$

Prema tome, količina pare koja protječe kroz turbinu približno je proporcionalna ulaznom tlaku, a kojemu je stoga proporcionalna i snaga turbine, jer je ona približno linearno ovisna o količini pare.

Relaciju (13.68) dopušteno je upotrijebiti i kad se određuje tlak u pojedinim stepenima turbine jer se tlakovi u stepenima mijenjaju proporcionalno tlaku na ulazu ili proporcionalno količini pare. Tlak u pojedinim stepenima dobiva se iz relacije

$$p = p_0 \frac{M}{M_0} \tag{13.69}$$

Tu je p_0 tlak u promatranom stepenu za opterećenje za koje je turbina konstruirana, kad kroz nju struji količina pare M_0, a p je tlak kad turbinom prolazi količina pare M. Relacija (13.69) praktički je valjana za sve stepene kondenzacijske turbine, ali za protutlačne turbine ona vrijedi sve dok se utjecaj protutlaka u (13.67) dade zanemariti.



Sl. 13.53. Ovisnost tlaka u turbini o količini pare M koja protječe kroz turbinu

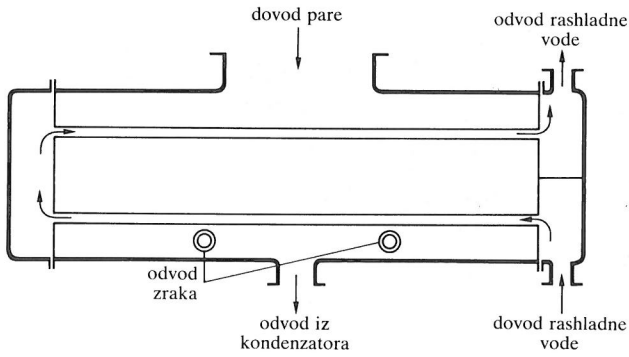
Na sl. 13.53. vide se promjene tlaka u turbini s ulaznim tlakom od 10 MPa, sa 10 stepena i s jednakim padovima entalpije u svakom stepenu, te s tlakom u kondenzatoru od 0,01 MPa.

8. Kondenzator parne turbine

8.1. Djelovanje kondenzatora

Para što je ekspandirala u kondenzacijskoj parnoj turbini dovodi se u kondenzator, u kojemu se ona kondenzira uz što je moguće niži tlak. Kondenzacija se obavlja u izmjenjivaču topline, kojemu se s jedne strane dovodi para, a s druge rashladna voda, koja od pare preuzima toliko topline koliko je dovoljno da se ona potpuno kondenzira. Para i kondenzat odijeljeni su od rashladne vode. To je površinski kondenzator. On se danas redovno upotrebljava. Moguće je izvesti i kondenzator miješanjem, u kojemu se para miješa s rashladnom vodom. Takvi su se kondenzatori dosad upotrebljavali za parne stapne strojeve male snage, ali ima nagovještaja da će se izvoditi i za turbine velikih snaga u područjima s malim količinama rashladne vode.

U površinski kondenzator para ulazi kroz otvor (sl. 13.54) smješten što je moguće bliže posljednjem stepenu turbine. Na svom putu para nailazi na cijevi što ispunjaju unutrašnjost kondenzatora (na sl. 13.54. nacrtane su radi preglednosti samo dvije cijevi), a kroz koje protječe rashladna voda. U dodiru s cijevima para predaje toplinu, kondenzira se i prikuplja kao kondenzat na dnu kondenzatora.

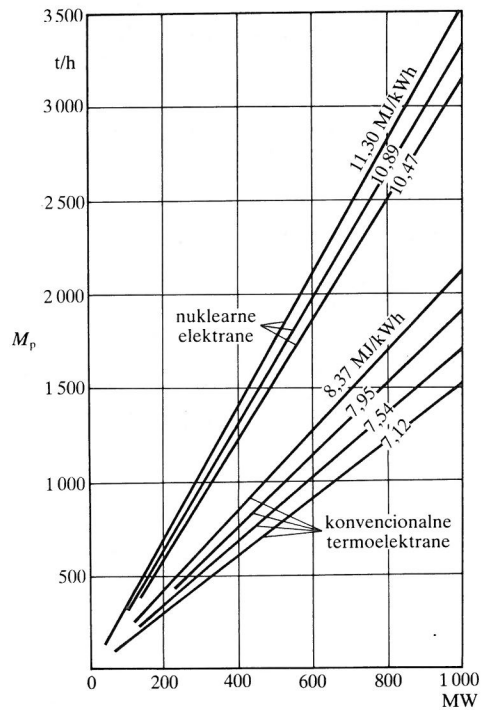


Sl. 13.54. Skica površinskog kondenzatora

Zbog nemogućnosti potpunog brtvljenja, u kondenzator uvijek prodire nešto zraka, što u njemu pogoršava prilike (rast tlaka) jer se zrak ne da kondenzirati pri temperaturama koje vladaju u kondenzatoru. Taj se zrak odvodi iz kondenzatora posebnim pumpama koje rade na principu ejektora.

Rashladna voda odvodi iz pare samo toliko topline koliko je potrebno da se para kondenzira. Prema tome, para i kondenzat jednake su temperature, a to je zapravo temperatura isparivanja. Dalje ohlađivanje kondenzata (pothlađivanje), ispod temperature isparivanja, treba spriječiti jer će to uzrokovati nepotreban gubitak energije zbog toga što se kondenzat vodi natrag u parni kotao i tu se mora ugrijati.

U kondenzatoru se kondenzira od 60 do 75 % pare proizvedene u kotlu, što u prvom redu ovisi o izvedbi zagrijavanja kondenzata (5.3. ovog poglavlja) i o upotrebi djelomično ekspandirane pare za pomoćne pogone. Termički je stupanj djelovanja procesa to bolji što je manja količina unutrašnje energije koju para donosi u kondenzator. To se postiže uz porast tlaka i temperature svježe pare, provedbom međupregrijanja pare, povećanjem broja stepena zagrijavanja kondenzata, poboljšanjem stupnja djelovanja turbine itd. Na sl. 13.55. prikazana je približna ovisnost količine pare koja se kondenzira u kondenzatoru o snazi turbine u konvencionalnim (pregrijana para) i nuklearnim (zasićena para) elektranama.



Sl. 13.55. Ovisnost količine pare koja se kondenzira u kondenzatoru o snazi turbine i specifičnom potrošku energije

Nije, međutim, kondenzatoru jedini zadatak da osigura kondenzaciju ekspandirane pare. On, osim toga, preuzima paru koja se obilaznim vodovima dovodi za vrijeme stavljanja u pogon i obustavljanja, te kad se naglo smanji opterećenje i djeluje sigurnosni ventil da se spriječi gubitak kondenzata. Zbog toga se kondenzator mora tako dimenzionirati da bude sposoban preuzeti onu količinu pare koja u najnepovoljnijem slučaju donosi u kondenzator približno dvostruko više energije nego za vrijeme maksimalnog opterećenja u normalnom pogonu.

Ako se kondenzatoru dovodi uvijek svježa voda iz vodotoka ili mora, to je protočno hlađenje koje se uvijek upotrebljava kad ima dovoljno vode. U suprotnome, kondenzator se hladi vodom u kružnom ciklusu, s tim da se ona hladi u rashladnim tornjevima. Razlikuje se vlažno od suhog hlađenja. U rashladnom tornju za vlažno hlađenje voda dovedena iz kondenzatora rasprskava se i djelomično isparuje (2–3 % vode u krugu hlađenja). Potrebna toplina za isparivanje uzima se iz rashladne vode, pa to odlučujuće utječe na hlađenje rashladne vode. Postupak se može poboljšati prisilnim strujanjem zraka pomoću ventilatora. O načinu hlađenja ovisi i prosječna godišnja temperatura rashladne vode u kondenzatoru, koja za srednjoevropske klimatske prilike iznosi:

protočno hlađenje	8–15 °C
povratno hlađenje, prirodni uzgon zraka	20–27 °C
povratno hlađenje, prisilni uzgon zraka	17–22 °C

Kad nema ni toliko vode koliko je potrebno za dopunu isparene vode u tornju za vlažno hlađenje, ili se ne želi dalje povećavati vlaga u okolini (npr. velika koncentracija rashladnih tornjeva za vlažno hlađenje), ili kad bi za opskrbu dodatnom vodom bili potrebni veliki izdaci, izvodi se suho hlađenje rashladne vode. Tad se sva toplina odvodi zrakom jer voda struji kroz izmjenjivač topline i ne dolazi u neposredni dodir sa zrakom. Temperatura rashladne vode pritom je još viša, i znatno ovisi o temperaturi zraka.

8.2. Energetski odnosi u kondenzatoru

Količina topline koju mora odvesti rashladna voda u jedinici vremena iznosi

$$Q = M_p\,(i - i_k) = M_p\,(i - c_v\,\vartheta_s) = M_p\,\Delta i \tag{13.70}$$

Tu je M_p količina pare što dolazi u kondenzator (kg/s), i je entalpija pare na ulazu u kondenzator (kJ/kg), i_k entalpija kondenzata, c_v specifična toplina kondenzata i rashladne vode (kJ/kg °C), a ϑ_s je temperatura kondenzata, praktički jednaka temperaturi isparivanja vode pri tlaku koji vlada u kondenzatoru. Toplina koju preuzima rashladna voda jest

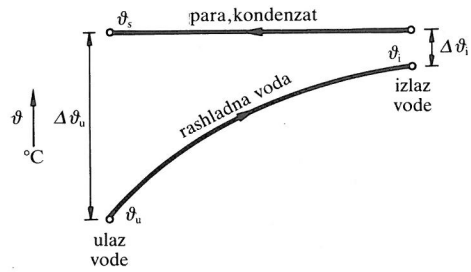
$$Q = k\,A\,\Delta\vartheta_m \tag{13.71}$$

Pritom je k koeficijent prolaza topline (W/m^2 °C) (toč. 6. šestog poglavlja), A je rashladna površina u kondenzatoru (m^2), a $\Delta\vartheta_m$ srednja logaritamska razlika temperature, koja je definirana relacijom

$$\Delta \vartheta_m = \frac{\vartheta_i - \vartheta_u}{\ln \dfrac{\vartheta_s - \vartheta_u}{\vartheta_s - \vartheta_i}} \tag{13.72}$$

gdje je ϑ_u ulazna temperatura, a ϑ_i izlazna temperatura rashladne vode. Tok promjena temperature vidi se na sl. 13.56. Razlika temperature pare ϑ_s i temperature vode na izlazu ϑ_1 jedna je od karakteristika kondenzatora koja je nazvana temperaturnom karakteristikom kondenzatora, a iznosi

$$\Delta \vartheta_i = \vartheta_s - \vartheta_i \tag{13.73}$$



Sl. 13.56. Tok promjene temperature pare, kondenzata i rashladne vode u kondenzatoru

Razlika je temperatura na ulazu u kondenzator

$$\Delta \vartheta_u = \vartheta_s - \vartheta_u \tag{13.74}$$

Količina odvedene topline može se prikazati i pomoću količine rashladne vode M_v (kg/s) relacijom

$$Q = M_v c_v (\vartheta_i - \vartheta_u) \tag{13.75}$$

iz koje je lako naći izlaznu temperaturu rashladne vode

$$\vartheta_i = \vartheta_u + \frac{Q}{M_v c_v} \tag{13.76}$$

Uvrstivši vrijednosti za Q iz (13.70), dobiva se

$$\vartheta_i = \vartheta_u + \frac{\Delta i}{c_v m_v} \tag{13.77}$$

gdje je m_v omjer mase vode potrebne za hlađenje i mase pare što je treba kondenzirati. Taj je omjer određen izrazom

$$m_v = \frac{M_v}{M_p} \tag{13.78}$$

koji je jedna od karakteristika kondenzatora, a naziva se omjerom rashladne vode.

Potrebna rashladna površina u kondenzatoru određuje se izjednačivši relacije (13.71) i (13.75), pa se, polazeći od razlika temperatura u (13.73) i (13.74), dobiva

$$A = c_v \frac{M_v}{k} \ln \frac{\Delta \vartheta_u}{\Delta \vartheta_i} \tag{13.79}$$

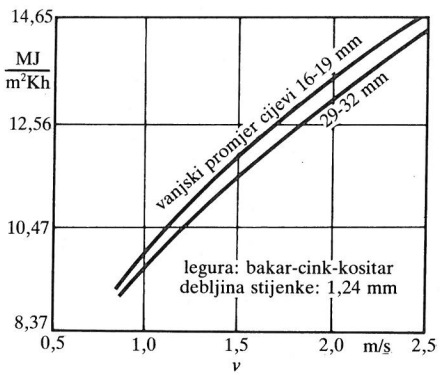
Za nepromijenjenu količinu vode rashladna površina kondenzatora bit će to manja što je koeficijent prolaza topline k veći i što je – uz konstantnu temperaturu pare – niža temperatura rashladne vode na ulazu i viša temperatura rashladne vode na izlazu iz kondenzatora. Ako se u (13.74) umjesto ϑ_u uvrsti vrijednost iz (13.77), te uzevši i izraze (13.73) i (13.74), relacija (13.79) prelazi u oblik

$$A = c_v \frac{M_v}{k} \ln \frac{\dfrac{\Delta i}{c_v m_v} + \Delta \vartheta_i}{\Delta \vartheta_i} \tag{13.80}$$

Uvrsti li se još umjesto M_v produkt m_v i M_p (13.78), potrebna će rashladna površina po jedinici mase pare što struji u kondenzator biti

$$a_p = \frac{A}{M_p} = \frac{c_v m_v}{k} \ln \frac{\dfrac{\Delta i}{c_v m_v} + \Delta \vartheta_i}{\Delta \vartheta_i} \tag{13.81}$$

Na potrebnu rashladnu površinu znatno utječe koeficijent prolaza topline k, koji – kako je pokazano u toč. 6. šestog poglavlja – ovisi o koeficijentu prijelaza topline od pare na stijenku cijevi, o koeficijentu vodljivosti topline kroz stijenku i koeficijentu prijelaza topline od stijenke na rashladnu vodu. Koeficijent prijelaza topline od pare na stijenku cijevi odgovara prilikama uz filmsku kondenzaciju, koeficijent vodljivosti topline kroz stijenku ovisi o materijalu i debljini stijenke cijevi, a koeficijent prijelaza topline od stijenke na rashladnu vodu zavisi od brzine strujanja vode i od promjera cijevi. Na sl. 13.57. prikazana je ovisnost koeficijenta prolaza topline o brzini strujanja vode za cijevi od legure bakra, cinka i kositra.



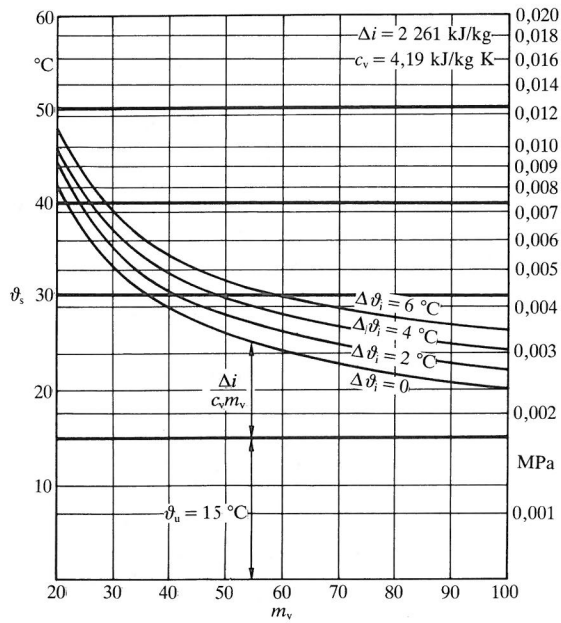
Sl. 13.57. Primjer ovisnosti koeficijenta prolaza topline u kondenzatoru o brzini strujanja rashladne vode

Ako se desna strana izraza (13.77) proširi sa $-\vartheta_s$ te pođe od relacije (13.73), temperatura je pare u kondenzatoru

$$\vartheta_s = \vartheta_u + \frac{\Delta i}{c_v m_v} + \Delta \vartheta_i \tag{13.82}$$

O temperaturi ϑ_s ovisi tlak u kondenzatoru. Ta se ovisnost može otčitati iz parnih tablica, a prikazana je na sl. 13.44. krivuljom $\vartheta = f(p)$.

Temperatura pare na izlazu iz turbine, pa i tlak u kondenzatoru, ovisi u prvom redu o ulaznoj temperaturi rashladne vode, zatim o omjeru rashladne vode te konačno o razlici temperatura na izlazu iz kondenzatora i o temperaturnoj karakteristici kondenzatora. Entalpija isparivanja Δi ovisi o stanju pare na ulazu u kondenzator, ali se ona malo mijenja prema omjeru m_v, pa se može smatrati konstantnom. Na sl. 13.58. vidi se ovisnost temperature ϑ_s o omjeru rashladne vode m_v uz pretpostavku da je $\Delta i = 2\,261$ kJ/kg, $c_v = 4{,}19$ kJ/kg K, a $\vartheta_u = 15\,°C$.



Sl. 13.58. Primjer utjecaja omjera rashladne vode m_v na temperaturu pare u kondenzatoru

Pomoću dijagrama na sl. 13.58. dade se odrediti i temperatura pare ϑ_s i za bilo koju drugu ulaznu temperaturu ϑ_u. Dovoljno je ϑ_s povećati za razliku temperature $\vartheta_s = \vartheta_u - 15$ jer je dijagram crtan za ulaznu temperaturu od 15 °C. U dijagramu su ucrtani i tlakovi koji odgovaraju temperaturama u kondenzatoru.

8.3. Izvedbe kondenzatora

Poželjno je, svakako, da tlak i temperatura ϑ_s u kondenzatoru budu što manji jer će to omogućiti veći pad entalpije u turbini, pa i bolji stupanj djelovanja cijelog postrojenja. Ograničeno sniženje tlaka može se pojaviti samo za turbine graničnih snaga (6.3. ovog poglavlja). Tlak u kondenzatoru, međutim, određen je prirodnim uvjetima, kojima je definirana ulazna temperatura rashladne vode, pa se nikakvim zahvatima ne da postići tlak niži od onoga koji odgovara ulaznoj temperaturi ϑ_u

(sl. 13.58). Ulazna temperatura rashladne vode jednaka je temperaturi vode u vodotoku ili moru ako je to protočno hlađenje, ili ovisi o izvedbi rashladnog tornja, intenzitetu hlađenja i o temperaturi zraka, ako je to povratno hlađenje. Ulaznom temperaturom rashladne vode određena je teorijska donja granica tlaka u kondenzatoru. Ona bi mogla biti postignuta kad bi omjer rashladne vode m_v bio neizmjerno velik, što bi zahtijevalo i neizmjerno veliku rashladnu površinu. Tad bi, naime, drugi član u (13.82) postao jednak nuli, a neizmjerno velikom rashladnom površinom postiglo bi se izjednačenje temperature u kondenzatoru i ulazne temperature rashladne vode ($\Delta \vartheta_u = 0$). Razumije se da nije moguće ostvariti ni neizmjerno velik omjer rashladne vode ni neizmjerno veliku rashladnu površinu.

Na sl. 13.58. predočena je ovisnost potrebne površine kondenzatora o omjeru rashladne vode m_v i temperaturnoj karakteristici kondenzatora $\Delta \vartheta_i$, a prema relaciji (13.81). Krivulje su nacrtane za $\Delta i = \text{konst.}$, što vrijedi samo približno jer se i Δi mijenja, doduše u uskim granicama, s promjenom m_v i $\Delta \vartheta_i$. U dijagram su ucrtane i krivulje što vrijede za razliku temperatura na ulazu $\Delta \vartheta_u$, koje se određuju pomoću relacije (13.74) ako se za ϑ_s uvrsti desna strana relacije (13.82). Omjer je rashladne vode

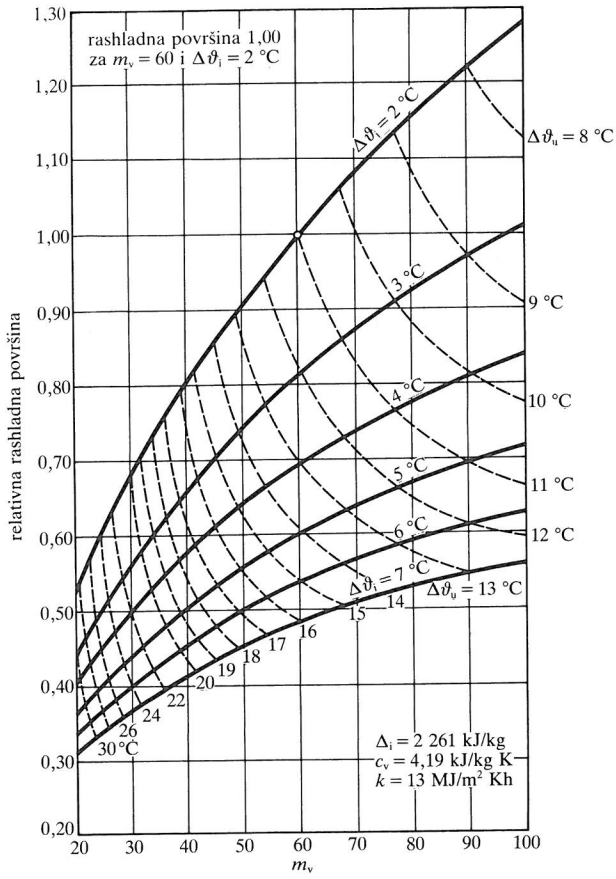
$$m_v = \frac{\Delta i}{c_v} \frac{1}{\Delta \vartheta_u - \Delta \vartheta_i} \tag{13.83}$$

pa se uz zadane vrijednosti $\Delta \vartheta_u$ dadu izračunati vrijednosti m_v, koje odgovaraju razlici $\Delta \vartheta_i$. Tim je određena točka na krivulji $\Delta \vartheta_u = \text{konst.}$, pa se mogu nacrtati krivulje za $\Delta \vartheta_u = \text{konst}$. Uz zadanu ulaznu temperaturu rashladne vode određena je i temperatura u kondenzatoru.

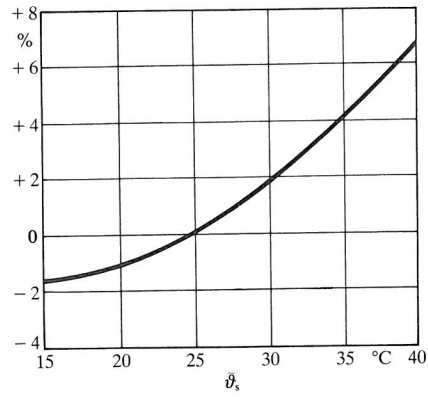
Pokazuje se da s povećanjem omjera rashladne vode m_v raste i potrebna rashladna površina kondenzatora uz njegovu konstantnu temperaturnu karakteristiku $\Delta \vartheta_i$, ali uz istodobno sniženje temperature u kondenzatoru pri konstantnoj ulaznoj temperaturi rashladne vode. S druge strane, uz konstantan omjer rashladne vode sa sniženjem temperaturne karakteristike kondenzatora povećavat će se potrebna rashladna površina, ali će se smanjivati temperatura u kondenzatoru.

Zbog porasta rashladne površine povećavaju se dimenzije kondenzatora, pa stoga i investicije za izgradnju, ali se zato snizuje temperatura i tlak pare u kondenzatoru, što poboljšava stupanj djelovanja i smanjuje specifičnu potrošnju energije (sl. 13.60). Stoga valja odabrati to manju temperaturnu karakteristiku kondenzatora ($\Delta \vartheta_i$) što je gorivo skuplje i što je veće iskorištenje turbine. Isto vrijedi i za izbor omjera rashladne vode m_v. Osim toga, treba uračunati i troškove za dovod rashladne vode ili za hlađenje vode u rashladnim tornjevima. Što su troškovi veći, povoljnije je odabrati manji omjer rashladne vode.

Pri određivanju odnosa u dijagramu na sl. 13.59. računalo se s konstantnom brzinom strujanja rashladne vode u kondenzatoru, dakle s konstantnim koeficijentom prolaza topline k. S povećanjem brzine raste koeficijent prolaza topline (sl. 13.57), pa uz inače jednake uvjete to zahtijeva manju rashladnu površinu kondenzatora (sl. 13.61). Poraste li brzina, međutim, povećavaju se otpori

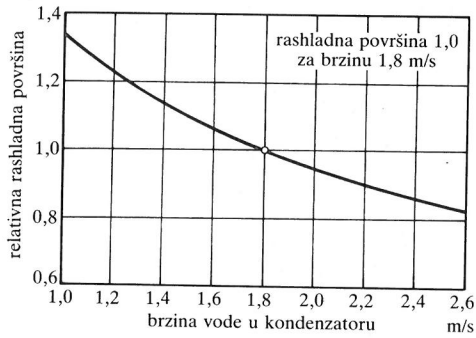


Sl. 13.59. Utjecaj omjera rashladne vode m_v i temperaturne karakteristike kondenzatora $\Delta\vartheta_i$ na potrebnu rashladnu površinu



Sl. 13.60. Primjer porasta potrošnje energije (%) prema potrošnji pri temperaturi pare od 25 °C na izlazu iz turbine

strujanju, pa je potrebna veća snaga pumpa i veći troškovi za izgradnju pumpnog postrojenja. Zato se odabire to manja brzina vode što je skuplje gorivo i veće iskorištenje turbine te što je jeftinija izvedba kondenzatora.



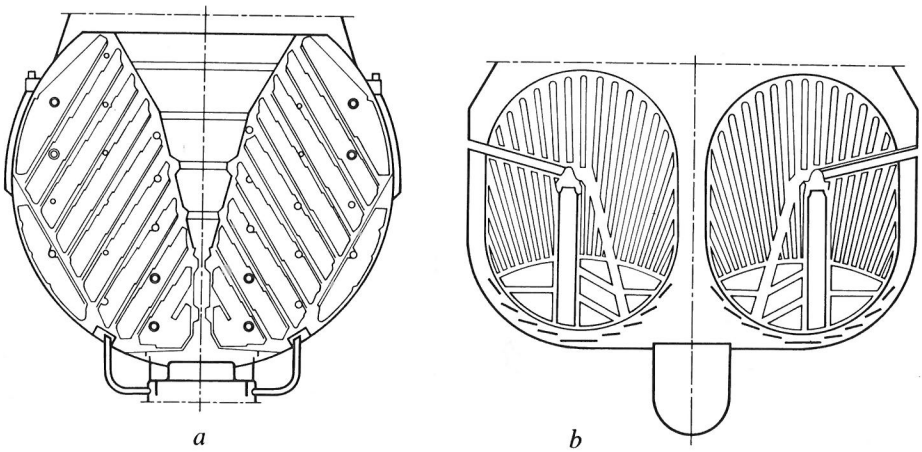
Sl. 13.61. Ovisnost potrebne rashladne površine kondenzatora o brzini rashladne vode u kondenzatoru

U Evropi se izrađuju kondenzatori s brzinom strujanja kroz cijevi od 1,5 do 2 m/s, a u SAD se odabiru brzine strujanja nešto veće jer je gorivo jeftinije. Preniske brzine strujanja imaju za posljedicu nejednoliku raspodjelu vode u snopu cijevi te taloženje mulja i nečistoća u cijevima.

Temperaturna karakteristika kondenzatora za evropska postrojenja odabire se od 2,5 do 3,5 °C. Američka postrojenja imaju u prosjeku veće vrijednosti temperaturne karakteristike jer manja cijena goriva ne zahtijeva vrlo niske tlakove u kondenzatoru. Kondenzatori s temperaturnom karakteristikom manjom od 2 °C praktički se nikad ne izvode. Prema američkim standardima temperaturna karakteristika od 2,8 °C donja je granica.

Za protočno hlađenje odabire se redovno omjer rashladne vode $m_v = 70$ do 85, a za povratno hlađenje $m_v = 40$ do 60.

Teorija i praksa pokazuju da se ne može postići jednak efekt uz bilo kakav raspored cijevi u kondenzatoru. Tako se uz manju rashladnu površinu s pogodnim rasporedom cijevi dobiva niži tlak nego u kondenzatoru veće površine kojemu su cijevi loše raspoređene. Povoljni se odnosi postižu kad su cijevi tako postavljene:



Sl. 13.62. Primjeri rasporeda cijevi u kondenzatoru parne turbine

a) da para iz turbine dolazi neposredno u dodir sa što više cijevi, b) da je otpor strujanju pare što manji i c) da kondenzat koji otječe dodiruje što manji broj cijevi. Primjeri izvedbe kondenzatora prikazani su na sl. 13.62. Podjela rashladne površine u male snopove cijevi s relativno velikim međuprostorima omogućuje pari prolazak bez znatnijeg gubitka tlaka sve do donjeg dijela kondenzatora. Zbog toga je u cijelom kondenzatoru praktički isti tlak. Kondenzat koji dotječe iz snopa cijevi vodi se preko limova u najdonji dio kondenzatora. Tako se sprečava ponovni dodir s hladnim cijevima. To onemogućuje da se stvara relativno debeo sloj vodenog filma na cijevima u donjem dijelu kondenzatora. Takav vodeni film, naime, smanjuje prolazak topline. Sprečavajući dodir kondenzata s hladnim cijevima održava mu se konstantna temperatura. Osim toga, dok kondenzat otječe preko limova, para ga zagrijava, pa je tako praktički isključeno pothlađivanje kondenzata.

9. Stupanj djelovanja parne turbine

9.1. Stupnjevi djelovanja procesa

Promotrit će se parna turbina s međupregrijanjem pare (sl. 13.32) i sa zagrijavanjem kondenzata (sl. 13.37). Na sl. 13.63. prikazan je u *i,s*-dijagramu proces u parnoj turbini s međupregrijanjem pare. Promjena je stanja od 0 do P ekspanzija u visokotlačnom dijelu turbine, a od P do P_1 je pregrijavanje u međupregrijaču pare uz gubitak tlaka u tom pregrijaču (od P′ do P_1). Ekspanzija u niskotlačnom dijelu teče po krivulji od stanja P_1 do K. Osim toga, na sl. 13.63. ucrtana je i ekspanzija između dva neregulirana oduzimanja pare uz tlakove p_n i p_{n+1}.

Toplina koja se mora dovesti pari u parnom kotlu iznosi

$$q = (i_0 - i_v) - \gamma_p (i_{p1} - i_K) \tag{13.84}$$

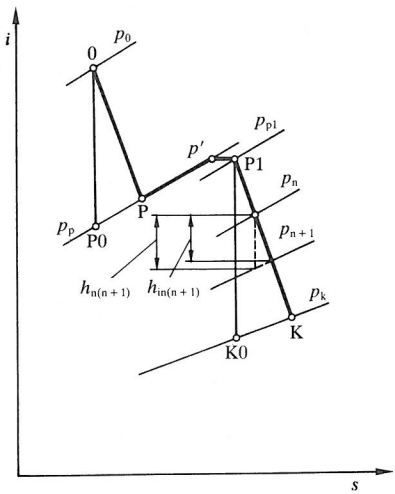
Tu je i_0 entalpija pare na ulazu u turbinu, i_v entalpija pojne vode na ulazu u kotao, i_{p1} je entalpija pare na izlazu iz međupregrijača pare, a γ_p omjer mase pare M_p koja struji u međupregrijač i mase pare M_0 što se dovodi u parnu turbinu (sl. 13.64). Razlika između M_0 i M_p nastaje zbog toga što se para oduzima za zagrijavanje kondenzata iz visokotlačnog dijela turbine.

Budući da se za vrijeme ekspanzije na više mjesta para oduzima da bi se zagrijao kondenzat, mora se pri izračunavanju mjerodavnog pada entalpija za cijelu turbinu unijeti i smanjenje količine pare koja struji kroz turbinu. Da se to omogući, definira se količina pare koja se oduzima radi zagrijavanja kondenzata relacijom

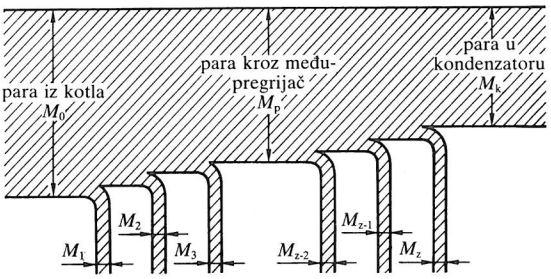
$$\gamma_n = \frac{M_n}{M_0} \tag{13.85}$$

gdje je M_n masa pare što se oduzima u n-tome nereguliranom oduzimanju. Para koja struji kroz turbinu između oduzimanja n i $n+1$ iznosi

$$M_{n(n+1)} = M_0 - \sum_n M_n \tag{13.86}$$



Sl. 13.63. Proces u parnoj turbini s međupregrijanjem pare



Sl. 13.64. Shema protjecanja mase pare kroz parnu turbinu

Može se definirati omjer

$$\gamma_{n(n+1)} = \frac{M_{n(n+1)}}{M_0} \tag{13.87}$$

koji se dade prikazati pomoću omjera γ_n (13.85), pa je

$$\gamma_{n(n+1)} = 1 - \sum_n \gamma_n \tag{13.88}$$

Znajući unutrašnje padove entalpije između svih oduzimanja, s tim da se kao nulto oduzimanje smatra ulazak pare u turbinu, a kao oduzimanje $z+1$ ulazak u kondenzator, ako postoji z oduzimanja, unutrašnji će pad entalpije u turbini, preračunan na kg pare na ulazu u turbinu, biti

$$h_i = \sum_{n=0}^{n=z} \gamma_{n(n+1)} h_{in(n+1)} \tag{13.89}$$

Teorijski se u turbini može iskoristiti adijabatski pad entalpije po kg dovedene pare

$$h_0 = (i_0 - i_{p0}) + (i_{p1} - i_{K0}) \tag{13.90}$$

koji se da izraziti i zbrojem adijabatskih padova između oduzimanja, pa je

$$h_0 = \sum_{n=0}^{n=z} h_{n(n+1)} \tag{13.91}$$

Valja napomenuti da će za $n = 0$ biti $\gamma_{n(n+1)} = \gamma_{01} = 1$.

Pomoću navedenih veličina definiran je teorijski termički stupanj djelovanja turbine

$$\eta_t = \frac{h_0}{q} = \frac{\Sigma h_{n(n+1)}}{q} \tag{13.92}$$

i njezin unutrašnji termički stupanj djelovanja

$$\eta_{ti} = \frac{h_i}{q} = \frac{\Sigma \gamma_{n(n+1)} h_{in(n+1)}}{q} \tag{13.93}$$

Prema tome se uzimaju i neizbježni gubici u procesu, tj. odvođenje topline u kondenzatoru.

9.2. Stupnjevi djelovanja parne turbine

Kad su se određivali stupnjevi djelovanja procesa, uračunati su gubici u kondenzatoru, koji najvećim dijelom ne ovise o izvedbi turbine, već o vanjskim uvjetima, a ponajviše o temperaturi rashladne vode. Zbog toga se upotrebljavaju i stupnjevi djelovanja turbine koji ovise samo o njezinoj izvedbi, odnosno o uvjetima strujanja u njoj.

Omjer između unutrašnjeg pada entalpije h_i (13.89) i adijabatskog pada entalpije h_0 (13.91) daje unutrašnji stupanj djelovanja turbine

$$\eta_i = \frac{h_i}{h_0} = \frac{\Sigma \gamma_{n(n+1)} h_{in(n+1)}}{h_{n(n+1)}} \tag{13.94}$$

Tako definirani unutrašnji stupanj djelovanja nije ništa drugo nego omjer η_{ti} (13.93) i η_t (13.92), pa on ima puno značenje u energetskim analizama jer uzima u račun količine pare koje stvarno struje kroz turbinu (sl. 13.64).

Da bi se eliminirao utjecaj promjenljive količine pare kroz turbinu, i da bi se tako odredila kvaliteta turbine s obzirom na strujanje, uvodi se termodinamički unutrašnji stupanj djelovanja turbine

$$\eta_{tdi} = \frac{h_i + \Sigma \gamma_n h_{nK}}{h_0} = \frac{\Sigma \gamma_{n(n+1)} h_{i(n+1)} + \Sigma \gamma_n h_{nK}}{h_{n(n+1)}} \tag{13.95}$$

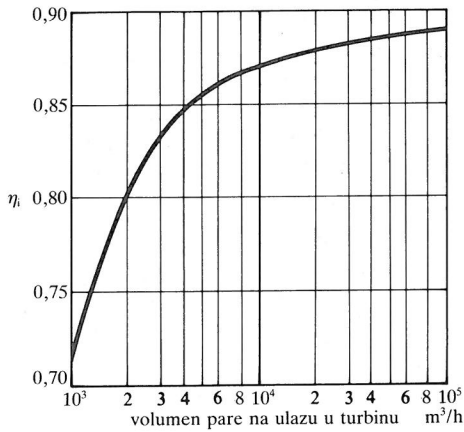
gdje je h_{nK} adijabatski pad entalpije od tlaka oduzimanja do tlaka kondenzatora. Termodinamički unutrašnji stupanj djelovanja η_{tdi} (13.95) ima veću vrijednost od unutrašnjeg stupnja djelovanja η_i (13.94) jer se pretpostavlja da se u turbini iskorištava i para koja se oduzima za zagrijavanje kondenzata. Zbog toga η_{tdi} ima samo teorijsko značenje i služi za usporedbu kvalitete turbina, a ne može se upotrijebiti za energetske analize.

Da bi se došlo do snage turbine na spojci, valja uračunati i mehaničke gubitke u turbini, što se postiže uz pomoć mehaničkog stupnja djelovanja η_m, koji je definiran kao omjer snage na osovini i one koja odgovara unutrašnjem stupnju djelovanja η_i. Mehanički gubici turbine sastoje se od gubitaka u ležajevima, od snage za pogon regulatora i pumpe za ulje. Mehanički gubici ne utječu na stanje pare u turbini.

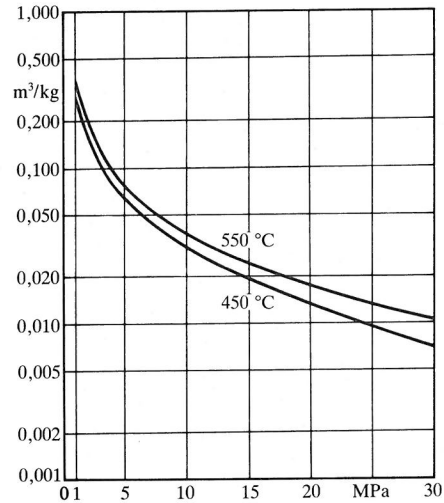
Produkt unutrašnjeg stupnja djelovanja η_i (13.94) i mehaničkog stupnja djelovanja η_m daje efektivni stupanj djelovanja

$$\eta_e = \eta_i \eta_m \tag{13.96}$$

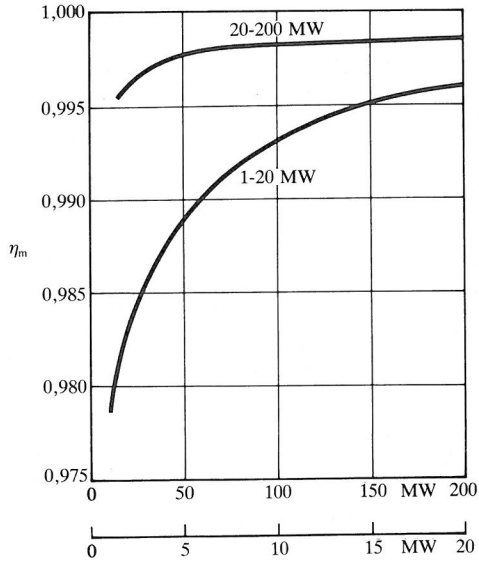
pa je to stvarni stupanj djelovanja turbine jer uzima u račun gubitke zbog strujanja i mehaničke gubitke.



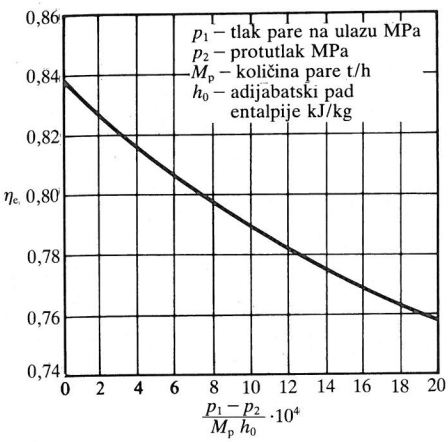
Sl. 13.65. Ovisnost unutrašnjeg stupnja djelovanja parne turbine o volumenu pare na ulazu u turbinu



Sl. 13.66. Ovisnost specifičnog volumena pregrijane pare o tlaku i temperaturi



Sl. 13.67. Ovisnost mehaničkog stupnja djelovanja η_m o snazi parne turbine



Sl. 13.68. Ovisnost efektivnog stupnja djelovanja protutlačne turbine o omjeru između razlike tlakova $p_1 - p_2$ i produkta količine pare M_p i adijabatskog pada entalpije h_0

Unutrašnji stupanj djelovanja kondenzacijske turbine ovisi o volumenu pare koja joj se dovodi u jedinici vremena (sl. 13.65). Za male volumene stupanj djelovanja relativno je malen, što upućuje na zaključak da para visokog tlaka nije povoljna za pogon turbina male snage. Za takve turbine, naime, potrebna je i mala količina pare, pa i njezin mali volumen u jedinici vremena, a on postaje to manji što je tlak viši uz konstantnu snagu. Da se to ilustrira, na sl. 13.66. ucrtane su vrijednosti specifičnog volumena pare ovisno o tlaku.

Mehanički stupanj djelovanja parne turbine vrlo je visok (sl. 13.67), pogotovo u turbina velike snage.

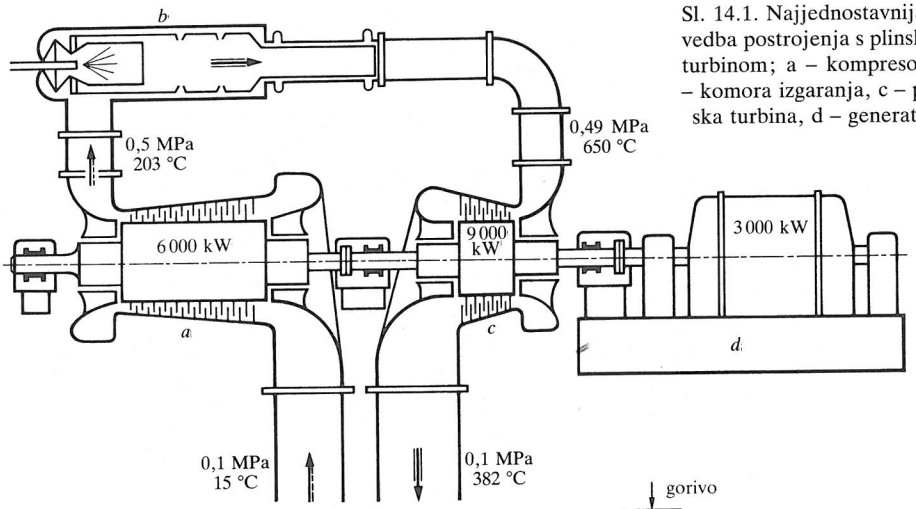
Efektivni stupanj djelovanja protutlačne parne turbine opada s porastom razlike tlakova, a raste s povećanjem produkta struje pare (M_p, t/h) i adijabatskog pada entalpije (h_0, kJ/kg). Ta se ovisnost vidi na sl. 13.68. Uz zadanu razliku tlakova određen je i pad entalpije, pa na stupanj djelovanja utječe količina pare koja struji kroz turbinu. Poveća li se količina pare ili poraste snaga turbine, povećat će se efektivni stupanj djelovanja.

ČETRNAESTO POGLAVLJE

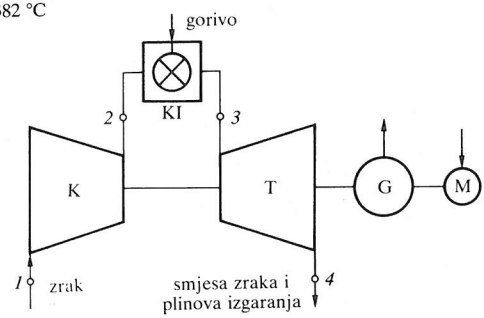
Plinske turbine

1. Osnovno o postrojenju s plinskom turbinom

Postrojenje s plinskom turbinom sastoji se (sl. 14.1) od kompresora, komore izgaranja i plinske turbine, a shematski je prikazano na sl. 14.2. Kompresor usisava zrak iz okoline i komprimira ga do pogodnog tlaka, a zatim se on dovodi u komoru izgaranja, gdje gorivo izgara i zagrijava zrak uz konstantan tlak.



Sl. 14.1. Najjednostavnija izvedba postrojenja s plinskom turbinom; a – kompresor, b – komora izgaranja, c – plinska turbina, d – generator

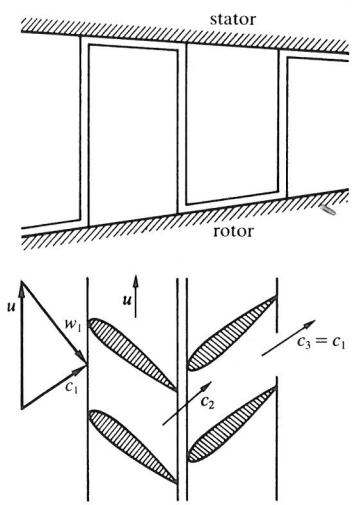


Sl. 14.2. Shema najjednostavnijeg postrojenja s plinskom turbinom; K – kompresor, KI – komora izgaranja, T – plinska turbina, G – generator, M – motor za stavljanje u pogon

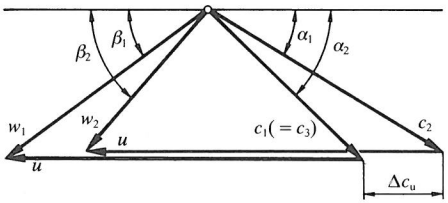
Zagrijana smjesa zraka i plinova izgaranja (koja se može nazvati plinovima izgaranja unatoč velikom omjeru zraka λ' ekspandira u plinskoj turbini, u kojoj se unutrašnja energija smjese transformira u mehaničku energiju, a ona tjera kompresor i električni generator. Plinovi se izgaranja odvode u okolinu i tu se ohlade predajući toplinu okolnom zraku. Za stavljanje u pogon služi električni motor (ili neki drugi pogonski stroj, npr. dizelski motor) jer je za pogon turbine potreban komprimirani zrak.

1.1. Kompresor

U postrojenjima s plinskim turbinama upotrebljavaju se aksijalni kompresori. U njima struji djelatna tvar, jednako kao u turbini, izmjenično kroz kanale među lopaticama okretnog i privodnog kola, koje su tako izvedene da skreću struju djelatne tvari i usporavaju strujanje uz približno konstantne aksijalne brzine strujanja (sl. 14.3. i 14.4). U okretno lopatično kolo zrak ulazi apsolutnom brzinom c_1 i relativnom brzinom w_1 koja je jednaka zbroju ulazne i obodne brzine u. U okretnome lopatičnom kolu relativna se brzina smanjuje, pa na izlazu ima vrijednost w_2. Apsolutna brzina c_2 na izlazu iz okretnog kola određena je kao razlika brzine w_2 i obodne brzine u (sl. 14.4). U privodnom kolu, u koje zrak ulazi brzinom c_2, smanjuje se brzina na c_3, a ona se odabire tako da bude približno jednaka brzini c_1. Zrak, naime, iz privodnog kola struji u okretno kolo drugog stepena, u kojem se opisano strujanje ponavlja.



◀ Sl. 14.3. Skica jednog stepena aksijalnog kompresora



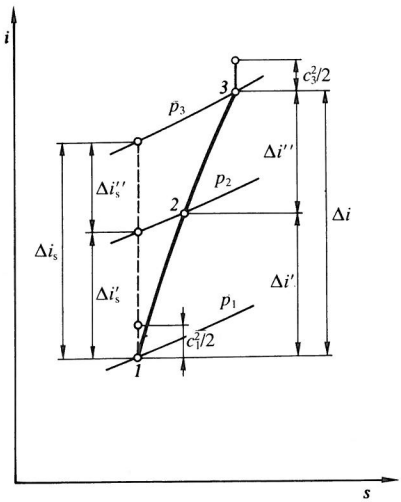
Sl. 14.4. Trokuti brzina u stepenu kompresora

Smanjuje li se brzina djelatne tvari, povećava se tlak, odnosno entalpija (sl. 14.5). Energija po jedinici mase djelatne tvari na ulazu i izlazu iz okretnog kola bit će

$$i_1 + \frac{w_1^2}{2} = i_2 + \frac{w_2^2}{2} \tag{14.1}$$

pa je porast entalpije

$$\Delta i' = i_2 - i_1 = \frac{1}{2}(w_1^2 - w_2^2) \tag{14.2}$$



Sl. 14.5. Proces u stepenu kompresora; prikaz u i,s-dijagramu

Ta vrijednost entalpije odgovara povećanju tlaka od p_1 na p_2, koje osim o porastu entalpije ovisi i o povećanoj entropiji. Ako se promjena stanja odvija bez gubitaka, povećanju tlaka od p_1 do p_2 odgovara porast entalpije $\Delta i_s'$, koji je manji od $\Delta i'$. U idućem privodnom kolu brzina se od c_2 smanjuje na c_3 ($= c_1$). Zbog toga se povećava tlak od p_2 na p_3, pa entalpija poraste za $\Delta i'' = i_3 - i_2$, što iznosi

$$\Delta i'' = \frac{1}{2}(c_2^2 - c_3^2) \tag{14.3}$$

Kad se ubroje ulazna brzina c_1 i izlazna brzina c_3, snaga koju stepen predaje djelatnoj tvari bila bi

$$h_u = \left(i_3 + \frac{c_3^2}{2}\right) - \left(i_1 + \frac{c_1^2}{2}\right) \tag{14.4}$$

Pođe li se od relacija (14.2) i (14.3), a usto da je $i_3 - i_1 = \Delta i' + \Delta i''$, izlazi

$$h_u = \frac{1}{2}(c_2^2 - c_1^2 + w_1^2 - w_2^2) \tag{14.5}$$

Iz trokuta (sl. 14.4), a na osnovi relacija (11.126), dobiva se izraz

$$h_u = u\,(c_2 \cos \alpha_2 - c_1 \cos \alpha_1) \tag{14.6}$$

Prema tome, snaga koja se u stepenu kompresora predaje djelatnoj tvari proporcionalna je obodnoj brzini i razlici komponenata brzina u smjeru obodne sile. Ta je razlika Δc_u (sl. 14.4), pa je

$$h_u = u\,\Delta c_u \tag{14.7}$$

Stupanj djelovanja stepena koji odgovara stupnju djelovanja na obodu parne turbine bit će

$$\eta_u = \frac{\Delta i_s + \frac{1}{2}(c_3^2 - c_1^2)}{h_u} \tag{14.8}$$

On iznosi od 0,88 do 0,94, a za veće omjere tlakova p_3/p_1 oko 0,85. Aksijalni se kompresori izvode za omjere tlakova od 1,12 do 1,20, što je znatno manje nego u parnim turbinama.

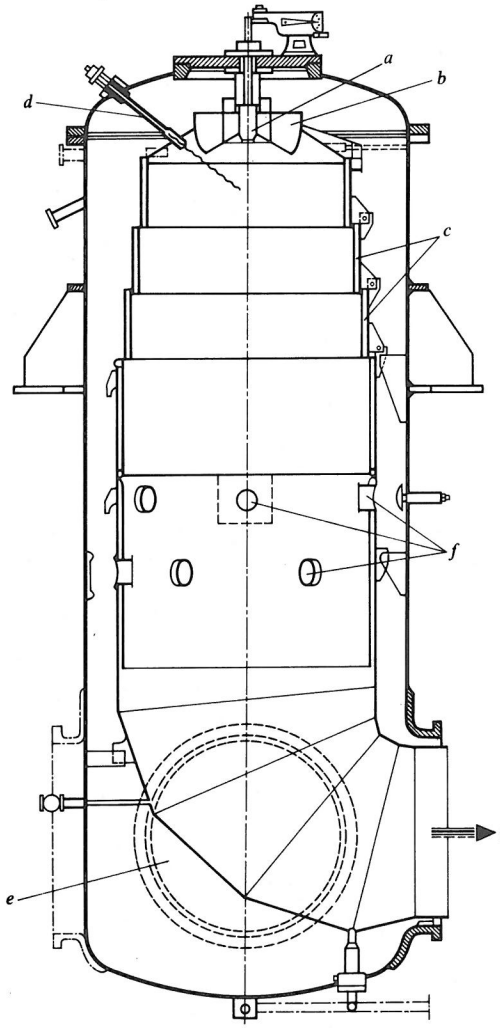
1.2. Komora izgaranja

Komora izgaranja, u kojoj se zagrijava zrak, znatno je jednostavnija od parnog kotla. Fino raspršeno plinovito ili tekuće gorivo izgara uz omjer zraka $\lambda = 1{,}1$ do 1,5. Temperatura plinova izgaranja znatno se snizuje doda li se zrak komprimiran u kompresoru. Dodaje se od 3 do 6 puta toliko zraka koliko ga je potrebno za izgaranje. Temperaturu smjese plinova i zraka valja sniziti kako se ne bi oštetile ili čak uništile lopatice plinske turbine. Komora izgaranja mora biti tako izvedena: a) da osigurava potpuno stabilno izgaranje u širokim granicama opterećenja (od praznog hoda do maksimalnog opterećenja), što se postiže intenzivno miješajući gorivo i zrak, b) da se postigne što jednoličnija raspodjela temperature na izlazu iz komore izgaranja, a naročito na ulazu u prvo privodno lopatično kolo i c) da gubitak tlaka bude što manji.

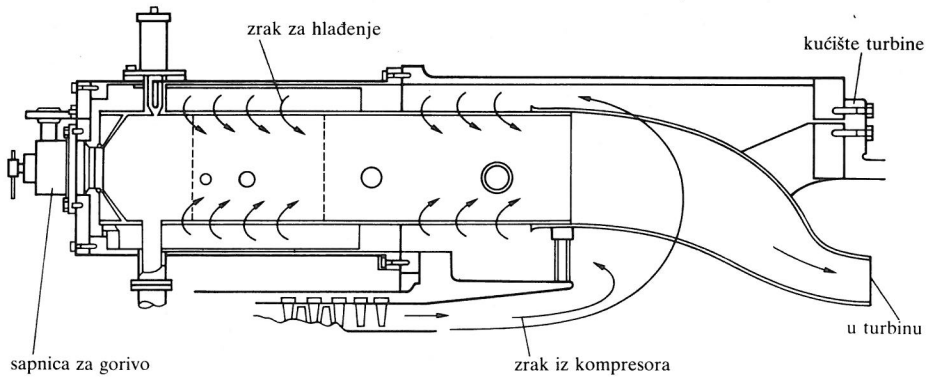
U principu se komora izgaranja sastoji od dva cilindra (sl. 14.6). U unutrašnjem cilindru izgara gorivo i on štiti vanjski cilindar od djelovanja zračenja topline. U prostoru između dvaju cilindara struji komprimirani zrak, koji omogućuje izgaranje i miješa se s plinovima izgaranja nakon što gorivo potpuno izgori. Za plinsku turbinu potrebna je jedna komora izgaranja tipa prikazanoga na sl. 14.6. Odnedavno se, međutim, sve više izrađuju komore izgaranja kojih je tip predočen na sl. 14.7. Za jedno postrojenje izvodi se tad više komora za izgaranje smještenih prstenasto oko kompresora. Taj smještaj je pogodan jer se duljina postrojenja ugradnjom komora izgaranja ne povećava. Pojedine komore završavaju u prstenastom dijelu iz kojega se smjesa plinova i zraka dovodi u plinsku turbinu. Turbina snage od 30 MW ima osam komora izgaranja.

Komora se izgaranja bez teškoće izvodi za plinovito i tekuće gorivo. Pritom ne samo da se za vrijeme pogona može jedno gorivo zamijeniti drugim nego se istodobno mogu upotrijebiti oba goriva u bilo kojem međusobnom omjeru.

Sl. 14.6. Komora izgaranja za loživo ulje; a – sapnica za dovod goriva, b – lopatično kolo za izlaženje zraka, c – umeci od čeličnih ploča, d – štap za paljenje, e – ulaz zraka, f – otvori za dodavanje zraka, g – izlaz smjese plinova izgaranja i zraka



Sl. 14.7. Izvedba komora za izgaranje koje se smještaju prstenasto oko turbostroja

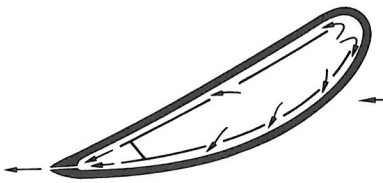


1.3. Plinska turbina

Proces u plinskoj turbini odgovara onome u parnoj turbini, s tom razlikom što je u plinskoj turbini pad entalpije po stepenu znatno manji i porast je volumena veći nego u parnoj turbini. Plinske turbine imaju od dva do osam stepena. Za snage veće od 200 kW izvode se samo aksijalne turbine, i to ili kao akcione ili kao reakcione. Proračun za plinsku turbinu obavlja se jednako kao i za parnu.

S porastom ulazne temperature smjese plinova izgaranja i zraka povećava se – kako će se još vidjeti – stupanj djelovanja postrojenja s plinskom turbinom. Uz povišenu temperaturu moraju se istodobno hladiti lopatice turbine. Tako se štite dijelovi koji su u struji vruće smjese, pa mogu biti dulje u pogonu, a da se ne oštete, i za njih se mogu upotrijebiti jeftiniji materijali. Osim toga, postiže se jednoličnija temperaturna raspodjela, što smanjuje termičko naprezanje. Kao rashladno sredstvo služi komprimirani zrak koji se uzima između dva stepena kompresora. Dovodeći hladni zrak u turbinu smanjuje se snaga postrojenja – jednom zbog smanjene količine zraka unatoč tome što se zrak za hlađenje potpuno ili djelomično ponovno dovodi u struju djelatne tvari, a drugi put zato što hlađenje izaziva termodinamičko pogoršanje procesa.

Najčešće se hlade samo lopatice privodnog kola prvog stepena turbine. One su izrađene od čeličnog lima, šuplje su, s pregradama (sl. 14.8) što usmjeravaju struju zraka dovedenoga kroz otvore u dijelu kojim je lopatica pričvršćena na kućište. Zrak izlazi kroz rupice na stražnjem dijelu lopatice. Hlađenjem se može sniziti temperatura materijala lopatice za oko 100 °C, a za to se utroši od 1,5 do 2% ukupne količine zraka.



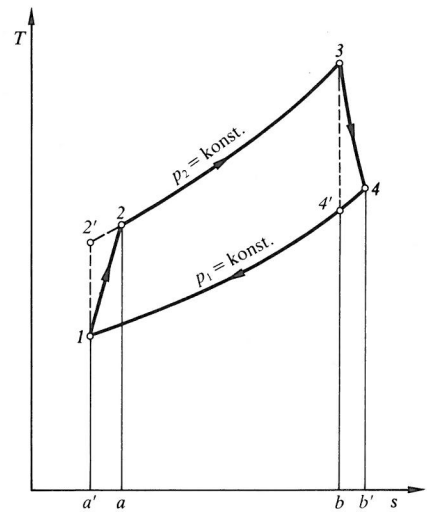
Sl. 14.8. Hlađenje lopatice privodnog kola plinske turbine

U turbinama veće snage hlade se i lopatice okretnog kola prvog stepena, ali i one privodnog kola drugog stepena. Lopatice okretnog kola hlade se zrakom koji struji kroz radijalne kanale smještene po cijelome njezinu presjeku. Zrak se dovodi kroz glavinu rotora, a izlazi na vrhu lopatice. Njime se ujedno hladi i kućište na kojem su smještene lopatice privodnih kola i glavina na kojoj su lopatice okretnih kola.

2. Procesi u postrojenju s plinskom turbinom

2.1. Proces u najjednostavnijem postrojenju s plinskom turbinom

Shema najjednostavnijeg postrojenja s plinskom turbinom prikazana je na sl. 14.2. Kompresor upija zrak tlaka p_1 i temperature T_1 iz okoline i komprimira ga na tlak p_2 (sl. 14.9). U komori izgaranja gorivo izgara uz dovođenje dijela komprimiranog zraka, plinovi izgaranja miješaju se s preostalim komprimiranim zrakom, pa tako nastala smjesa ekspandira u plinskoj turbini do tlaka okoline p_1. To je otvoreni proces jer se ukupna smjesa plinova i zraka što je ekspandirala u plinskoj turbini ispušta u okolinu.



Sl. 14.9. Proces bez gubitaka (1-2′-3-4′) i s gubicima (1-2-3-4) u najjednostavnijem postrojenju s plinskom turbinom; prikaz u T,s-dijagramu

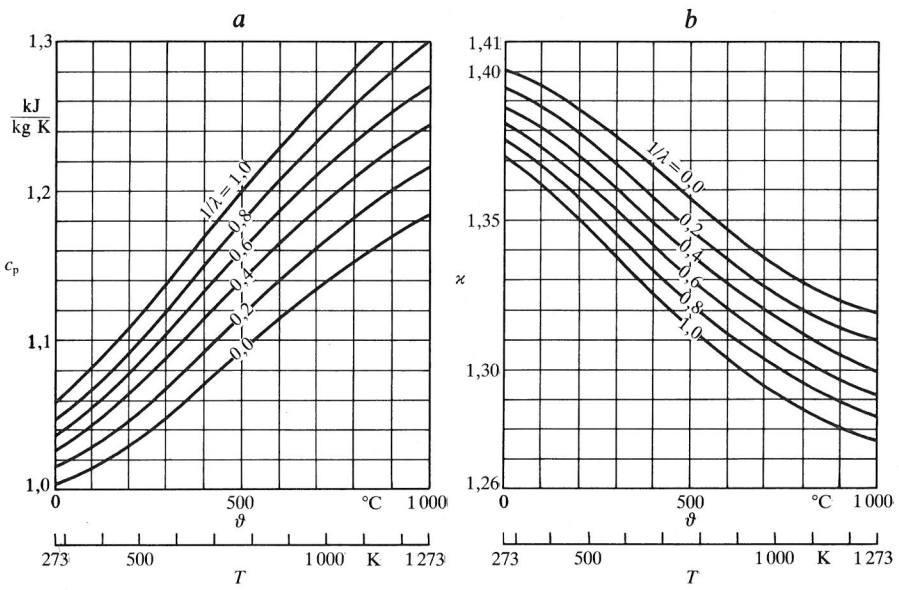
Proces bez gubitaka karakteriziran stanjima $1 - 2' - 3 - 4'$ vidi se na sl. 14.9. On je definiran ulaznim tlakom p_1, ulaznom temperaturom T_1, tlakom na kraju kompresije p_2 i temperaturom na ulazu u plinsku turbinu T_3, koja je ujedno i maksimalna temperatura procesa. Mehanička energija proizvedena u turbini može se prikazati razlikom entalpija na početku i_3 i na kraju ekspanzije i_4, a ona koja je potrebna za kompresiju jednaka je razlici entalpija na ulazu u kompresor i_1 i na njegovu izlazu i_2. Mehanička energija dobivena u procesu jednaka je razlici mehaničke energije što je proizvodi turbina i one kojom se komprimira zrak, pa je

$$w = (i_3 - i_4) - (i_2 - i_1) \tag{14.9}$$

Entalpije se dadu prikazati kao produkti specifične topline c_p (uz $p = \text{konst.}$) i temperatura. Ako je c_{pT} srednja specifična toplina smjese plinova izgaranja i zraka koja ekspandira u turbini i c_{pK} srednja specifična toplina zraka koji se komprimira, relacija (14.9) prelazi u oblik

$$w = c_{pT}\,(T_3 - T_4') - c_{pK}\,(T_2' - T_1) \tag{14.10}$$

Kad se određuju c_{pT} i c_{pK}, valja, dakako, uračunati sastav smjese i temperature. Ovisnost specifične topline o temperaturi i sastavu smjese plinova izgaranja i zraka vidi se na sl. 14.10. Smjesa plinova izgaranja i zraka karakterizirana je recipročnom vrijednosti od λ $(1/\lambda)$. Kad je $1/\lambda = 1$, u komoru izgaranja dovodi se upravo onoliko zraka koliko treba za potpuno izgaranje, a kad je $1/\lambda = 0$, uvodi se neizmjerno puta više zraka nego što to zahtijeva potpuno izgaranje, što znači da se tad dovodi samo zrak.



Sl. 14.10. Ovisnost specifične topline c_p (a) i eksponenta adijabate $\varkappa$ (b) o temperaturi za smjesu zraka i plinova izgaranja; sastav smjese karakteriziran omjerom zraka λ

Relacija (14.10) može se napisati i ovako:

$$w = c_{pT}\, T_3 \left(1 - \frac{T_4'}{T_3}\right) - c_{pK}\, T_1 \left(\frac{T_2'}{T_1} - 1\right) \tag{14.10a}$$

Uz oznake na sl. 14.9. i relaciju (5.128), koja vrijedi za adijabatsku promjenu stanja, omjeri su temperatura

$$\frac{T_4'}{T_3} = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}} = \frac{1}{\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}}} \tag{14.11}$$

$$\frac{T_2'}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}} \tag{14.12}$$

Da se pojednostavni označivanje, uvode se pomoćne funkcije Φ_T za ekspanziju i Φ_K za kompresiju, pa je

$$\Phi_T = 1 - \frac{1}{\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}}} = 1 - \frac{T_4'}{T_3} \tag{14.13}$$

$$\Phi_K = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}} - 1 = \frac{T_2'}{T_1} - 1 \tag{14.14}$$

Izraz će za mehaničku energiju (14.10) glasiti

$$w = c_{pT}\, T_3\, \Phi_T - c_{pK}\, T_1\, \Phi_K \tag{14.15}$$

Dovedena toplina dade se analogno tome odrediti pomoću razlika entalpija ili pomoću razlika temperatura, pa izlazi

$$q = i_3 - i_2 = c_p\,(T_3 - T_2') \tag{14.16}$$

Pritom je c_p specifična toplina među temperaturama T_2 i T_3. To je zapravo specifična toplina na prijelazu od zraka pri temperaturi T_2 na smjesu plinova izgaranja i zraka uz temperaturu T_3. Ona je nešto veća od specifične topline plinova izgaranja među temperaturama T_2 i T_3. Da bi se temperatura T_2 izrazila pomoću temperature T_1 poslužit će izraz (14.14):

$$T_2' = T_1\,(1 + \Phi_K) \tag{14.17}$$

Uvrsti li se to u (14.16), dobiva se

$$q = c_p\,[T_3 - T_1\,(1 + \Phi_K)] \tag{14.18}$$

Omjer između w (14.15) i q (14.18) termički je stupanj djelovanja procesa

$$\eta_t = \frac{c_{pT}\, T_3\, \Phi_T - c_{pK}\, T_1\, \Phi_K}{c_p'\,[T_3 - T_1\,(1 + \Phi_K)]} \tag{14.19}$$

Termički stupanj djelovanja ne ovisi, dakle, samo o svojstvima zraka i plinova izgaranja nego i o ulaznoj temperaturi T_1, maksimalnoj temperaturi T_3 i omjeru tlakova p_2/p_1.

Ako se uvedu omjeri

$$\Theta = \frac{T_3}{T_1}; \qquad \gamma_{TK} = \frac{c_{pT}}{c_{pK}}; \qquad \gamma = \frac{c_p}{c_{pK}} \tag{14.20}$$

termički će stupanj djelovanja biti

$$\eta_t = \frac{\gamma_{TK}\,\Theta\,\Phi_T - \Phi_K}{\gamma[\Theta - (1 + \Phi_K)]} \tag{14.21}$$

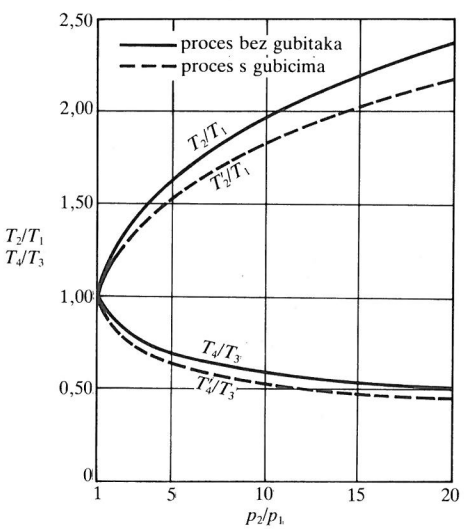
U prvoj aproksimaciji može se postaviti da je $\gamma_{TK} = \gamma = 1{,}00$ i da je eksponent $\varkappa =$ konst. Tad se, naime, pretpostavlja da se sastav plinova ne mijenja za vrijeme procesa, pa (14.21) prelazi u oblik

$$\eta_t = \frac{\Theta\,\Phi_T - \Phi_K}{\Theta - (1 + \Phi_K)} \tag{14.22}$$

Uvrste li se vrijednosti iz (14.13) i (14.14), dobiva se iz (14.22) da je

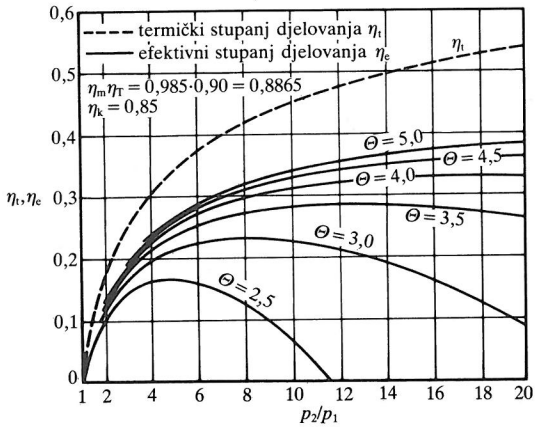
$$\eta_t = \Phi_T \tag{14.23}$$

To znači – polazeći od (14.13) – da na termički stupanj djelovanja utječe samo omjer tlakova p_2/p_1 i svojstva plinova (eksponent $\varkappa$), a ne i maksimalna temperatura procesa T_3. Takav se rezultat može rastumačiti činjenicom što se s porastom maksimalne temperature procesa (T_3) povisuje i temperatura plinova na izlazu iz turbine (T_4') jer omjer temperatura T_4'/T_3 (sl. 14.11) ovisi o omjeru tlakova.



Sl. 14.11. Ovisnost omjera temperatura na kraju i na početku ekspanzije (T_2'/T_1, odnosno T_2/T_1) te na kraju i početku ekspanzije (T_4'/T_3, odnosno T_4/T_3) za proces bez gubitaka i za proces s gubicima

Ovisnost termičkog stupnja djelovanja η_t o omjeru tlakova predočena je na sl. 14.12.



Sl. 14.12. Ovisnost termičkog η_t i efektivnog η_e stupnja djelovanja najjednostavnijeg postrojenja s plinskom turbinom o omjeru tlakova (p_1/p_2); Θ omjer temperature na ulazu u turbinu (T_3) i na ulazu u kompresor (T_1)

Izvedene relacije vrijede, uz spomenuta zanemarenja, za proces bez gubitaka. Uračunaju li se gubici u kompresoru i plinskoj turbini, izraženi stupnjem djelovanja kompresora η_K i turbine η_T, te mehaničkim stupnjem djelovanja η_m, koji je definiran kao omjer svih mehaničkih gubitaka (u turbini i u kompresoru) i snage plinske turbine, efektivni je stupanj djelovanja procesa

$$\eta_e = \frac{\eta_m \eta_T \Theta \Phi_T - \dfrac{\Phi_K}{\eta_K}}{\Theta - \left(1 + \dfrac{\Phi_K}{\eta_K}\right)} \tag{14.24}$$

Pod utjecajem gubitaka, naime, opada snaga turbine (prvi član u brojniku), a povećava se potrebna snaga kompresora (drugi član u brojniku). S druge strane, zbog gubitaka u kompresoru smanjuje se potrebna količina dovedene topline (treći član u nazivniku). Stupanj djelovanja kompresora iznosi od 0,82 do 0,89, a plinske turbine od 0,84 do 0,91. Viši stupanj djelovanja imaju strojevi veće snage. Mehanički stupanj djelovanja postrojenja iznosi od 0,98 do 0,99.

Na sl. 14.12. ucrtane su krivulje efektivnog stupnja djelovanja ovisno o omjeru tlakova, a za različite omjere temperatura $T_3/T_1 = \Theta$. S porastom omjera temperatura Θ povećava se efektivni stupanj djelovanja, a to znači da on raste s maksimalnom temperaturom T_3, jer je za promatrani slučaj ulaznu temperaturu T_1 dopušteno smatrati konstantnom. Za svaki omjer temperatura Θ postiže se maksimalni stupanj djelovanja uz neki optimalni omjer tlakova, koji je to veći što je Θ veći.

Proces s gubicima predočen na sl. 14.9. karakteriziran je stanjima 1 – 2 – 3 – 4. Zbog gubitaka rastu temperature na izlazu iz kompresora i turbine, pa je

$$T_2 = T_1\left(1 + \frac{\Phi_K}{\eta_K}\right) \tag{14.25}$$

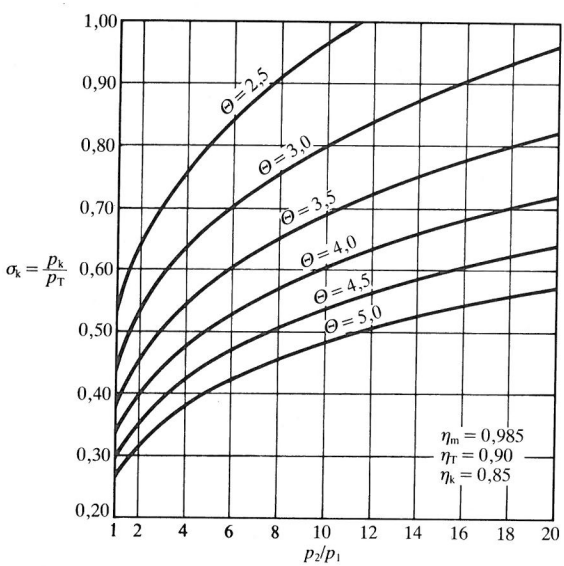
$$T_4 = T_3\,(1 - \eta_T\,\Phi_T) \tag{14.26}$$

Sl. 14.11. sadrži ovisnost omjera temperatura T_2/T_1 i T_4/T_3 o omjeru tlakova p_2/p_1.

Znatan dio mehaničke snage proizveden u plinskoj turbini (P_T) potreban je za pogon kompresora (P_K), pa se samo razlika snage može upotrijebiti za pogon generatora. Odnosi su prikazani omjerom

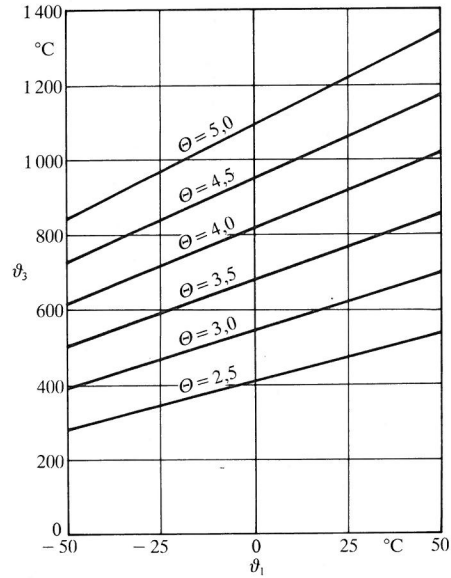
$$\sigma_K = \frac{P_K}{P_T} = \frac{\Phi_K}{\eta_K\,\eta_m\,\eta_T\,\Theta\Phi_T} \tag{14.27}$$

iz kojeg se vidi koliki dio snage proizvedene u turbini preuzima kompresor. Na osnovi odnosa za koje su nacrtane krivulje efektivnog stupnja djelovanja, izračunava se omjer σ_K ovisno o omjeru tlakova (sl. 14.13). Povećava li se omjer tlakova, raste omjer σ_K, što znači da je sve veći dio snage proizvedene ekspanzijom u turbini potreban za pogon kompresora. Tako se dobiva omjer tlakova $(p_2/p_1)_{KR}$ kad je $\sigma_K = 1$, odnosno kad se sva snaga što je proizvede turbina utroši za pogon kompresora. Za taj omjer tlakova postaje $\eta_e = 0$ (sl. 14.12).



Sl. 14.13. Ovisnost omjera snage potrebne za komprimiranje zraka P_K i snage proizvedene u plinskoj turbini P_T o omjeru tlakova p_2/p_1; Θ omjer temperatura T_3/T_1

Maksimalna temperatura T_3 procesa ograničena je svojstvima upotrijebljena materijala. Sve relacije, međutim, određene su ovisno o omjeru temperature T_3 i temperature zraka T_1 koji usisava kompresor. Zna li se, dakle, dopuštena maksimalna temperatura T_3, maksimalno dopušteni omjer Θ ovisi o temperaturi zraka T_1. Prema tome, ako je temperatura zraka niža, bit će dopušten viši omjer temperatura Θ, pa će se pri nižoj temperaturi zraka postići viši efektivni stupanj



Sl. 14.14. Međusobna ovisnost između maksimalne temperature procesa ($\vartheta_3 = T_3 - 273{,}15$ °C), temperature zraka u okolini ($\vartheta_1 = T_1 - 273{,}15$ °C) i omjera temperatura $\Theta = T_3/T_1$

djelovanja (sl. 14.12) uz nepromijenjen omjer tlakova. Na sl. 14.14. nacrtana je međusobna ovisnost maksimalne temperature (ϑ_3), temperature zraka (ϑ_1) i omjera temperatura ($\Theta = T_3/T_1$).

2.2. Točniji proračun procesa u plinskoj turbini

Proračun u 2.1. ovog poglavlja temelji se na više pretpostavki, pa je to prva aproksimacija, koja zadovoljava zahtjeve za kvalitativnim prikazom stanja u postrojenju s plinskom turbinom. Za točniji proračun pogodno je upotrijebiti *i,s*-dijagram. U njega se, međutim, mora unijeti i promjena sastava djelatne tvari.

Pritom valja uvesti omjer x, koji znači maseni udio plinova izgaranja u smjesi sa zrakom. Pod plinovima izgaranja misli se na one koji nastaju potpunim izgaranjem goriva uz dovod minimalno potrebne količine zraka (7.16). Označi li se sa b maksimalna količina goriva koja može potpuno izgorjeti uz 1 kg zraka, dobit će se količina plinova koja nastaje izgaranjem 1 kg goriva

$$m_p = \frac{1}{b} + 1 \quad \text{(kg plinova/kg goriva)} \tag{14.28}$$

Veličina b nije ništa drugo nego recipročna vrijednost od $l_{k\,min}$ (7.16), pa je masa plinova izgaranja m_p zbroj $l_{k\,min}$ kg zraka po kg goriva i 1 kg goriva. Ako se, međutim, dovodi λ puta toliko zraka koliko je minimalno potrebno, količina će smjese plinova izgaranja biti

$$m_s = \frac{\lambda}{b} + 1 \quad \text{(kg smjese/kg goriva)} \tag{14.29}$$

Maseni omjer x plinova izgaranja u smjesi određen je omjerom

$$x = \frac{m_p}{m_s} = \frac{1+b}{\lambda+b} \tag{14.30}$$

Ako se sa

$$m_z = \frac{\lambda}{b} \quad \text{(kg zraka/kg goriva)} \tag{14.31}$$

označi masa zraka koja se dovodi u komoru izgaranja po kg goriva, omjer mase smjese i zraka (m_s/m_z) dobiva se pomoću relacija (14.29) i (14.31), pa je

$$\frac{m_s}{m_z} = 1 + \frac{b}{\lambda} \tag{14.32}$$

ili, polazeći od izraza (14.30), iz kojeg se dobiva vrijednost za λ, izlazi

$$\frac{m_s}{m_z} = 1 + \frac{b}{1 + b\,(1-x)} \tag{14.33}$$

Budući da je masa smjese jednaka zbroju mase zraka i mase goriva ($m_s = m_z + m_g$), omjer je mase smjese i mase zraka

$$\frac{m_s}{m_z} = 1 + \frac{m_g}{m_z} \tag{14.34}$$

pa, izjednače li se izrazi (14.33) i (14.34), nastaje relacija

$$\beta = \frac{m_g}{m_z} = \frac{b\,x}{1 + b\,(1-x)} \tag{14.35}$$

Za zadano gorivo, jer o njegovu sastavu ovisi vrijednost b, može se nacrtati ovisnost β o x (sl. 14.15).

Pomoću omjera β izračunava se i dovedena energija q u gorivu po kg zraka na osnovi relacije

$$q = \frac{m_g h_d}{m_z} = \beta h_d \tag{14.36}$$

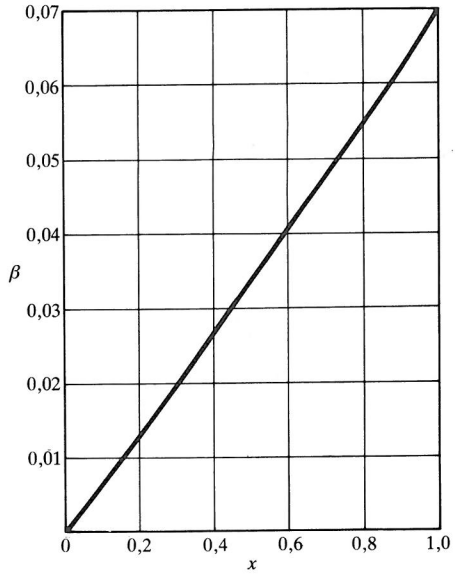
u kojoj je h_d donja ogrjevna moć goriva.

Da bi se izračunala plinska konstanta smjese plinova i zraka, mora biti poznata relativna molekularna masa plinova izgaranja μ_p uz potpuno izgaranje i omjer zraka $\lambda = 1$, te relativna molekularna masa zraka μ_z. Za bilo koji omjer relativna je masa smjese

$$\frac{1}{\mu_s} = \frac{x}{\mu_p} + \frac{1-x}{\mu_z} \tag{14.37}$$

Plinska je konstanta smjese

$$R = \frac{R_\mu}{\mu_s} = R_\mu \left(\frac{x}{\mu_p} + \frac{1-x}{\mu_z} \right) \tag{14.38}$$



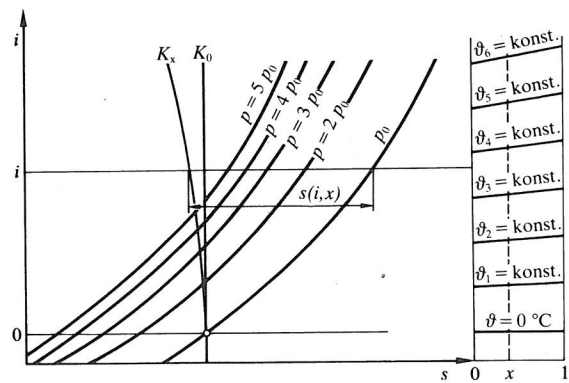
Sl. 14.15. Primjer ovisnosti omjera β (14.35) o omjeru x (14.30) za $b = 0{,}07$

Tu je R_μ opća plinska konstanta (4.1. petog poglavlja).

Polazeći od relacija (5.192b) i (5.79), za idealne plinove vrijedi

$$s = \int_{T_0}^{T} \frac{c_p(T)}{T}\,\mathrm{d}T - R\ln\frac{p}{p_0} = \int_{T_0}^{T} \frac{\mathrm{d}i}{T} - R\ln\frac{p}{p_0} \tag{14.39}$$

Da se dobije dijagram pomoću kojeg se može pratiti proces s promjenom sastava djelatne tvari, promatra se i,s-dijagram za zrak. Za $p = p_0$ drugi član u (14.39) postaje jednak nuli, a za svaku drugu vrijednost tlaka taj član je konstanta, pa su krivulje za $p =$ konst. međusobno pomaknute za vrijednost drugog člana u (14.39) (sl. 14.16). Entalpija je funkcija temperature, $c_p(T)\,\mathrm{d}T = \mathrm{d}i$, pa se na ordinatu mogu umjesto entalpija nanijeti temperature. Kad je, međutim, riječ o



Sl. 14.16. i,s-dijagram za točniji proračun procesa u postrojenju s plinskom turbinom

smjesi plinova izgaranja i zraka, koja je karakterizirana omjerom x (14.30) ovisnost specifične topline o temperaturi $c_p\,(T)$ bit će nešto drukčija od one koja vrijedi za zrak, pa bi valjalo nacrtati novi i,s-dijagram u kojem bi izobara bila nešto više desno od izobare za zrak, jer se porastom udjela plinova izgaranja povećava i specifična toplina (sl. 14.10a). Umjesto toga može se za svaki x nacrtati pomoćna krivulja (krivulja K_x na sl. 14.16). Ona je izračunata iz relacije (14.39) za $p = p_0$, a vrijednosti za $s\,(i, x)$ nanose se lijevo od krivulje p_0. Naravno da $s\,(i, x)$ ovisi o omjeru x, pa se za svaki x dobiva posebna krivulja. Tako nastaje skup krivulja s omjerom x kao parametrom. Za $x = 0$ to je pravac K_0 paralelan s ordinatom i. Taj skup vrijedi točno za tlak p_0, a za druge tlakove trebalo bi odrediti posebne skupove krivulja pomaknute za drugi član relacije (14.39), jer prema (14.38) plinska konstanta ovisi o omjeru x, odnosno o sastavu smjese plinova izgaranja i zraka. Samo kad je $\mu_p = \mu$ plinska je konstanta neovisna o omjeru x, pa skup krivulja K_x izračunan prema bilo kojoj izobari vrijedi za sve tlakove. Goriva koja se upotrebljavaju za plinske turbine imaju relativne molekularne mase plinova izgaranja i zraka koje se vrlo malo razlikuju, pa je dopušteno računati da je $\mu_p = \mu_z$. Osim toga, već prema sastavu goriva, relativna molekularna masa plinova izgaranja može biti ili nešto veća ili nešto manja od molekularne mase zraka. Razlike je moguće zanemariti, pogotovo zbog toga što se u istom postrojenju daju upotrijebiti različita goriva. Stoga se obično računa s plinskom konstantom za suhi zrak ($R = 287{,}2$ J/kg K), koja je mjerodavna i za sve moguće smjese plinova izgaranja i zraka. Tako se dolazi do i,s-dijagrama koji vrijedi za sve omjere x.

Osim toga, valja odrediti odnos između entalpije i temperature, također ovisan o omjeru x. Ako se sa c_{pp} označi specifična toplina plinova izgaranja, a sa c_{pz} zraka, specifična je toplina smjese

$$c_{ps} = x c_{pp} + (1 - x)\, c_{pz} \tag{14.40}$$

Entalpija će smjese biti

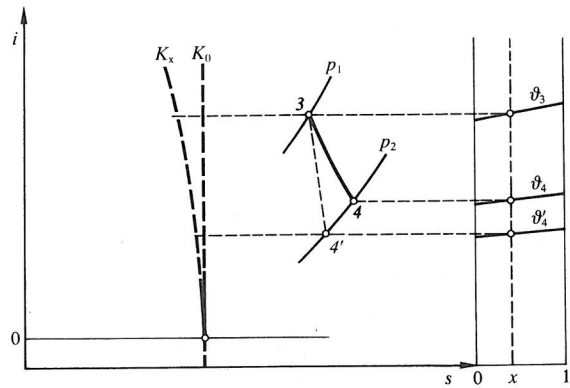
$$i = \int_{T_0}^{T} c_{ps}\, \mathrm{d}T = \int_{T_0}^{T} [x\, c_{pp} + (1 - x)\, c_{pz}]\, \mathrm{d}T =$$

$$= x\, i_p\,(T) + (1 - x)\, i_z\,(T) \tag{14.41}$$

Pritom je i_p entalpija plinova izgaranja (uz $\lambda = 1$), a i_z je entalpija zraka. Ako se u dijelu dijagrama (na njegovoj desnoj strani, sl. 14.16) nanesu na apscisu vrijednosti za x (od 0 do 1) i ako se odrede vrijednosti za i prema (14.41) za konstantnu temperaturu, dobit će se pravci koji su u koordinatnom sustavu i,x izoterme ($\vartheta = \text{konst.}$).

Krivulje K_x u i,s-dijagramu ordinatne su osi za pojedine vrijednosti omjera x. Budući da se komprimira samo zrak, za kompresiju je mjerodavan pravac K_0 paralelan s osnovnom ordinatom dijagrama. U turbini, međutim, ekspandira smjesa zraka i plinova izgaranja koju karakterizira omjer x. Promjena stanja uz $s = \text{konst.}$ za $x > 0$ događa se po krivulji paralelnoj s krivuljom K_x (sl. 14.17), jer je to *de facto* okomica u koordinatnom sustavu u kojem je ordinata paralelna s krivuljom K_x. Kako je zakrivljenje krivulja K_x maleno, dade se njezin dio

aproksimirati pravcem. Tako na sl. 14.17. pravac $3-4'$ označuje adijabatsku ekspanziju u plinskoj turbini, a stvarnu ekspanziju krivulja 3–4. Temperature se određuju pomoću izoterma u koordinatnom sustavu i,x, kako je prikazano na desnoj strani sl. 14.17.



Sl. 14.17. Primjer upotrebe i,s-dijagrama da bi se odredio tok ekspanzije u plinskoj turbini

Ovisnost omjera β (14.35) o omjeru x može se upotrijebiti za izračunavanje potrebne energije u gorivu za zagrijavanje od temperature T_2 komprimiranog zraka do temperature T_3 smjese zraka i plinova izgaranja. Potrebna će toplina dovedena gorivom biti

$$q = [1 + \beta(x)]\,[i_3, T_3, x) - i_2\,(T_2, 0)] \tag{14.42}$$

U izrazu je naznačeno da β ovisi o x, entalpija i_3 smjese o temperaturi T_3 i omjeru x, a entalpija zraka i_2 samo o temperaturi T_2, jer je $x = 0$. Prema tome, potrebna toplina dovedena gorivom funkcija je omjera x, koji je nepoznat jer na njegovu vrijednost utječe količina goriva.

Zbog toga se rješenje pronalazi pomoću dviju aproksimacija. U prvoj se aproksimaciji polazi od pretpostavke da se zagrijava samo zrak ($x = 0$), pa je potrebna toplina

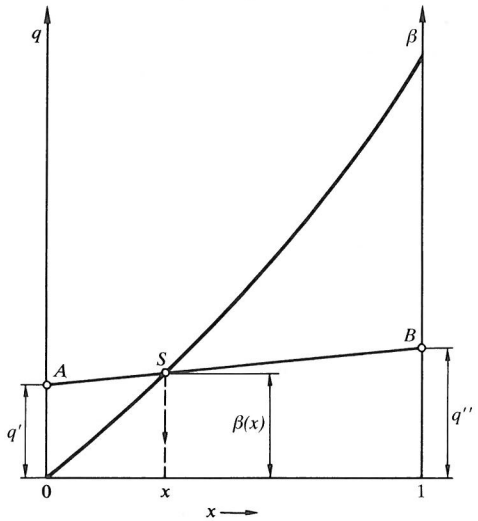
$$q' = i_3\,(T_3, 0) - i_2\,(T_2, 0) \tag{14.43}$$

U drugoj je pretpostavka da se zagrijavaju samo plinovi izgaranja u sastavu koji odgovara omjeru zraka $\lambda = 1$. Tad je potrebna toplina

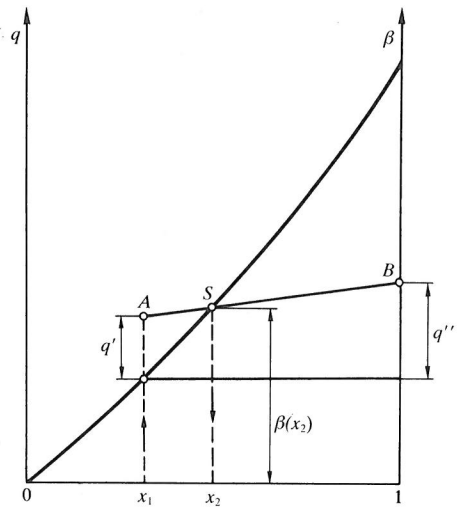
$$q'' = (1 + b)\,[i_3\,(T_3, 1) - i_2\,(T_2, 0)] \tag{14.44}$$

jer je $x = 1$, pa je $\beta = b$ (14.35).

Ako se, zatim, u dijagramu ovisnosti β_0 o x (kao na sl. 14.15) unese vrijednost q' za $x = 0$, vrijednost q'' za $x = 1$, dobit će se točke A i B na sl. 14.18. Pritom valja istaknuti kako je vrijednost β proporcionalna toplini q koja se dovodi gorivom jer vrijedi relacija (14.36). Ako se točke A i B spoje pravcem, sjecište S prikazuje dovoljno točno vrijednost omjera x. Točkom S određena je i mjerodavna vrijednost x, koja se nalazi u (14.42), pa se tad izračuna potrebna toplina q.



Sl. 14.18. Primjer određivanja sastava smjese nakon izgaranja za zadano povišenje temperature od T_2 do T_3



Sl. 14.19. Primjer određivanja sastava smjese nakon ponovnog dovoda goriva za zadano povišenje temperature od T_1 do T_2

Analogno tome naći će se toplina dovedena gorivom potrebna da se smjesa zraka i plinova izgaranja karakterizirana omjerom x_1 zagrije od temperature T_1 do temperature T_2. Ta je potrebna toplina

$$q = [1 + \beta\,(x_2)]\; i_2\,(T_2, x_2) - [1 + \beta\,(x_1)]\; i_1\,(T_1, x_1) \tag{14.45}$$

U izrazu je x_2 sastav smjese nakon izgaranja. Prva aproksimacija temelji se na pretpostavci da je sastav plinova definiran omjerom x_1, koji je dobiven postupkom na sl. 14.18. Potrebna bi toplina bila

$$q' = [1 + \beta\,(x_1)]\; [i_2(T_2, x_2) - i_1\,(T_1, x_1)] \tag{14.46}$$

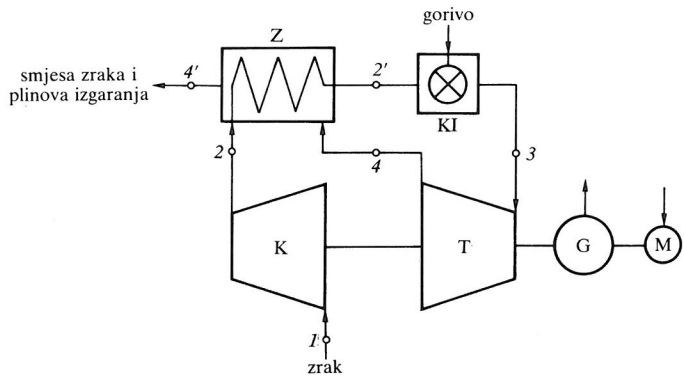
U drugoj se aproksimaciji pretpostavlja da se smjesa nakon izgaranja sastoji samo od plinova izgaranja (uz $\lambda = 1$) pa je, uz $x_2 = 1$, potrebna toplina

$$q'' = (1 + b)\; i_2\,(T_2, 1) - [1 + \beta\,(x_1)]\; i_1\,(T_1, x_1) \tag{14.47}$$

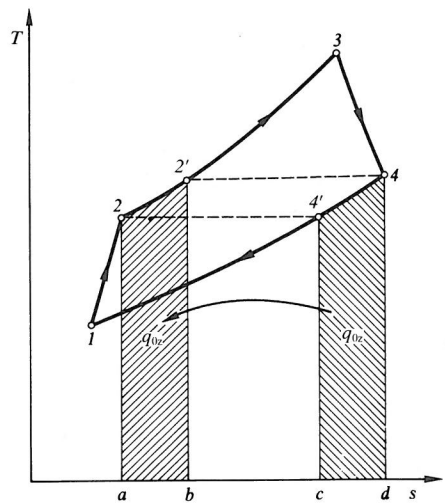
Unesu li se q' i q'' u dijagram na sl. 14.19, dobivaju se točke A i B, a zatim i točka S, pomoću koje se određuje $\beta(x_2)$, pa i q prema (14.45).

2.3. Proces u postrojenju s plinskom turbinom sa zagrijavanjem zraka nakon kompresije

Shemu postrojenja sa zagrijavanjem zraka nakon kompresije sadrži sl. 14.20. Kao što je pokazano u 2.1. ovog poglavlja, temperatura je smjese zraka i plinova izgaranja na izlazu iz turbine visoka, pa se njome može zagrijati zrak prije nego što se uvede u komoru izgaranja. Tako se, uz nepromijenjenu temperaturu smjese na ulazu u turbinu, smanjuje potrebna količina goriva.



Sl. 14.20. Shema postrojenja s plinskom turbinom uz zagrijavanje zraka nakon kompresije; K – kompresor, KI – komora izgaranja, T – plinska turbina, G – generator, Z – zagrijač zraka, M – motor za stavljanje u pogon



Sl. 14.21. Proces u postrojenju s plinskom turbinom uz zagrijavanje zraka nakon kompresije; prikaz u T,s-dijagramu

Zrak se zagrijava u izmjenjivaču topline u koji smjesa ulazi s temperaturom T_4, a izlazi s temperaturom T_4'', ulazna je temperatura zraka T_2, a na izlazu on ima temperaturu T_2''. Kad bi površina zagrijača bila neizmjerno velika, bila bi postignuta jednakost temperatura: $T_2'' = T_4$ (sl. 14.21). To se, međutim, ne da postići, a nije ni opravdano tome težiti jer bi za takvo rješenje zagrijač zraka morao biti vrlo velik, što bi bilo neekonomično. Računa li se s konstantnom vrijednošću specifične topline c_p, dovodi se zraku toplina

$$q_z = c_p (T_2'' - T_2) \tag{14.48}$$

a maksimalno bi se moglo dovesti

$$q_{zo} = c_p (T_4 - T_2) \tag{14.49}$$

jer je T_4 temperatura smjese na izlazu iz turbine, a T_2 temperatura zraka na izlazu iz kompresora, odakle je $T_4 - T_2$ maksimalna razlika temperatura. Omjerom q_z/q_{zo} definiran je stupanj djelovanja zagrijača zraka, pa je

$$\eta_z = \frac{q_z}{q_{zo}} = \frac{T_2'' - T_2}{T_4 - T_2} \tag{14.50}$$

Uz zagrijač zraka neizmjerno velike površine, bilo bi $T_2'' = T_4$, i postao bi $\eta_z = 1$.

U komori izgaranja zrak se zagrijava od T_2'' do T_3, pa će dovedena toplina – analogno relaciji (14.16) – biti

$$q = c_p (T_3 - T_2'') \tag{14.51}$$

a temperatura T_2'', prema (14.50), iznosi

$$T_2'' = T_2 + \eta_z (T_4 - T_2) \tag{14.52}$$

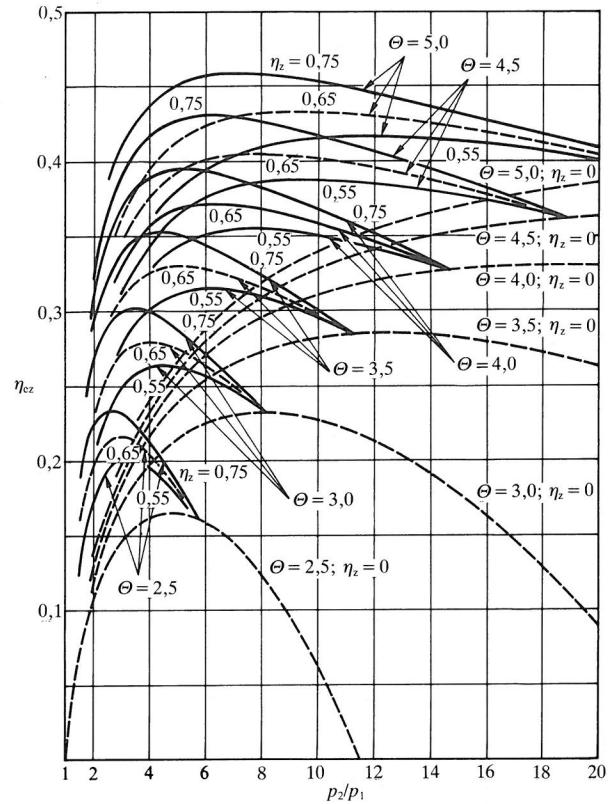
Uzevši i gubitke u kompresoru i turbini, temperature T_2 i T_4 određene su izrazima (14.25) i (14.26), stoga se nakon uvrštavanja dobiva

$$q = c_p T_1 \left\{ \Theta - \left(1 + \frac{\Phi_K}{\eta_K}\right) - \eta_z \left[\Theta (1 - \eta_T \Phi_T) - \left(1 + \frac{\Phi_K}{\eta_K}\right) \right] \right\} \tag{14.53}$$

Zanemare li se razlike među specifičnim toplinama, kao u relacijama (14.22) i (14.24), a pretpostavi se da nema promjene u proizvodnji i iskorištavanju mehaničke energije u turbini i kompresoru, efektivni je stupanj djelovanja

$$\eta_{ez} = \frac{\eta_m \eta_T \Theta \Phi_T - \dfrac{\Phi_K}{\eta_K}}{\Theta - \left(1 + \dfrac{\Phi_K}{\eta_K}\right) - \eta_z \left[\Theta (1 - \eta_T \Phi_T) - \left(1 + \dfrac{\Phi_K}{\eta_K}\right) \right]} \tag{14.54}$$

Na sl. 14.22. predočeno je kako omjer tlakova utječe na stupanj djelovanja, za različite vrijednosti omjera temperatura Θ i stupnja djelovanja zagrijača η_z. Za neki omjer tlakova, koji ovisi o omjeru temperatura Θ, stupanj djelovanja sa zagrijačem η_{ez} postaje jednak efektivnom stupnju djelovanja η_e bez zagrijača



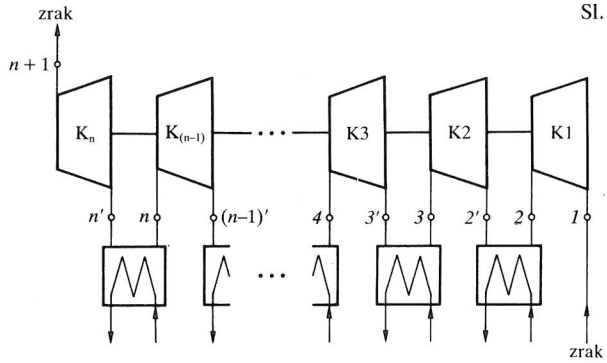
Sl. 14.22. Ovisnost efektivnog stupnja djelovanja η_{ez} postrojenja s plinskom turbinom sa zagrijavanjem zraka nakon kompresije o omjeru tlakova za različite vrijednosti omjera temperatura Θ i stupnja djelovanja zagrijača η_z

zraka. Za još veće omjere tlakova, temperatura na izlazu iz turbine manja je, naime, od temperature zraka nakon kompresije pa bi se ugradnjom izmjenjivača topline zrak hladio, što bi smanjilo stupanj djelovanja η_{ez}.

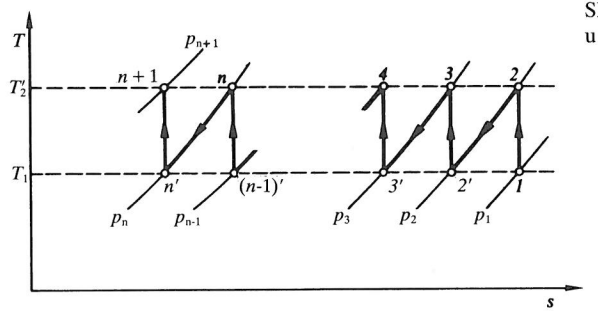
Uz upotrebu zagrijača zraka opada optimalni omjer tlakova pri kojemu se postiže maksimalni stupanj djelovanja. Smanjenje je to izrazitije što je veći omjer temperatura Θ i što je viši stupanj djelovanja zagrijača zraka.

2.4. Proces u postrojenju s plinskom turbinom sa zagrijavanjem zraka i višestepenom kompresijom

Stupanj se djelovanja postrojenja povećava kad se kompresija podijeli u više stepena i kad se zrak hladi među njima. Da bi se upoznale pojave što nastaju pri višestepenoj kompresiji, promotrit će se prilike u n-stepenom kompresoru (sl. 14.23). Promjene stanja zraka predočene su u T,s-dijagramu (sl. 14.24). Budući



Sl. 14.23. Shema višestepene kompresije



Sl. 14.24. Proces višestepene kompresije u T,s-dijagramu

da se za vrijeme kompresije u svakom stepenu povisuje temperatura od T_1 do T_2', znači da je konstantan omjer temperatura T_2'/T_1. Polazeći od omjera u (5. 128), uz konstantni omjer temperatura dobiva se

$$\frac{p_2}{p_1}=\frac{p_3}{p_2}=\frac{p_4}{p_3}=\ldots=\frac{p_n}{p_{n-1}}=\frac{p_{n+1}}{p_n} \tag{14.55}$$

Ukupni je omjer kompresije jednak omjeru tlakova na kraju kompresije p_{n+1} i na njezinu početku p_1. Proširi li se omjer svim međutlakovima

$$\frac{p_{n+1}}{p_1}=\frac{p_2}{p_1}\frac{p_3}{p_2}\frac{p_4}{p_3}\ldots\frac{p_n}{p_{n-1}}\frac{p_{n+1}}{p_n} \tag{14.56}$$

a uz pomoć (14.55), dobiva se

$$\frac{p_{n+1}}{p_1}=\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^n \tag{14.57}$$

Potrebna će mehanička snaga za jedan stepen kompresije biti

$$w_{K1}=c_{pK}\,(T_2'-T_1)=c_{pK}\,T_1\left(\frac{T_2'}{T_1}-1\right) \tag{14.58}$$

ili, polazeći od (5.128), izlazi

$$w_{K1} = c_{pK}\, T_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\varkappa - 1}{\varkappa}} - 1 \right] \tag{14.59}$$

Budući da vrijedi konstantnost omjera temperatura ($T_2'/T_1 = \text{konst.}$) i relacije (14.55), izraz (14.59) odnosi se na svaki stepen kompresije. Ako ima n stepena kompresije, ukupna mehanička snaga potrebna za komprimiranje bila bi

$$w_K = n\, w_{K1} = n\, c_{pK}\, T_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\varkappa - 1}{\varkappa}} - 1 \right] \tag{14.60}$$

Ona se može odrediti i pomoću ukupnog omjera kompresije (14.57), pa je

$$w_K = n\, c_{pK}\, T_1 \left[\left(\frac{p_{n+1}}{p_1} \right)^{\frac{\varkappa - 1}{n\varkappa}} - 1 \right] \tag{14.61}$$

Nakon toga moguće je uvesti pomoćnu funkciju Φ_{Kn}, definiranu analogno relaciji (14.14):

$$\Phi_{Kn} = \left(\frac{p_{n+1}}{p_1} \right)^{\frac{\varkappa - 1}{n\varkappa}} - 1 \tag{14.62}$$

koja prelazi u Φ_K (14.14) kad je riječ o jednostepenoj kompresiji, odnosno ako je $n = 1$.

Kad se izračunava potrebna dovedena toplina, prema (14.16), valja znati temperaturu na izlazu iz kompresora T_2' uz zadanu temperaturu T_3 na ulazu u plinsku turbinu. Promatra li se samo jedan stepen kompresije, ta je temperatura

$$T_2' = T_1 \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\varkappa - 1}{\varkappa}} \tag{14.63}$$

koja se, na osnovi (14.57), dade napisati u obliku

$$T_2' = T_1 \left(\frac{p_{n+1}}{p_1} \right)^{\frac{\varkappa - 1}{n\varkappa}} \tag{14.64}$$

ili, kad se uvrsti (14.62)

$$T_2' = T_1 \left(1 + \Phi_{Kn} \right) \tag{14.65}$$

Prema tome, dovedena je toplina u komoru izgaranja

$$q = c_p \left[T_3 - T_1 \left(1 + \Phi_{Kn} \right) \right] \tag{14.66}$$

Računa li se sa stupnjem djelovanja kompresora η_K, te ne uračunaju li se razlike između specifičnih toplina, može se analogno relaciji (14.24) napisati izraz za efektivni stupanj djelovanja postrojenja s višestepenom kompresijom

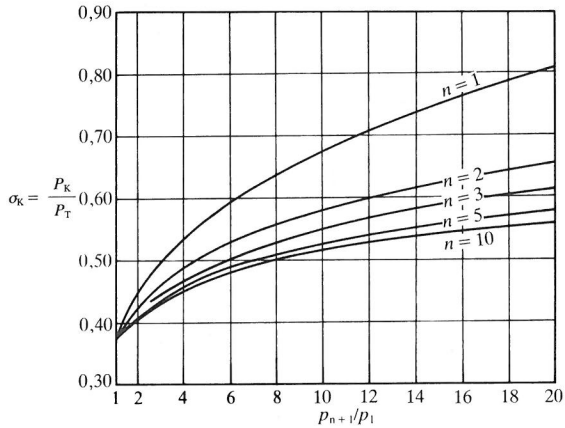
$$\eta_{en} = \frac{\eta_m \eta_T \Theta \Phi_T - n \dfrac{\Phi_{Kn}}{\eta_K}}{\Theta - \left(1 + \dfrac{\Phi_{Kn}}{\eta_K} \right)} \tag{14.67}$$

koji je sličan onome za efektivni stupanj djelovanja bez višestruke kompresije.

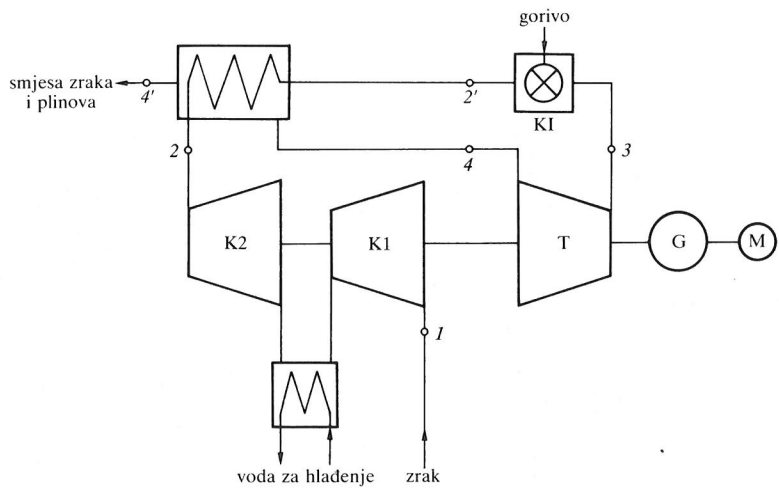
Podijelivši kompresiju na više stepena smanjuje se snaga potrebna za komprimiranje zraka, pa je omjer te snage i snage proizvedene u turbini povoljniji nego pri jednostepenoj kompresiji (sl. 14.25). Taj je omjer

$$\sigma_K = \frac{P_K}{P_T} = \frac{n\,\Phi_{Kn}}{\eta_K\,\eta_m\,\eta_T\,\Theta\,\Phi_T} \tag{14.68}$$

S porastom broja stepena kompresije smanjuje se omjer σ_K, ali se njegov najveći pad postiže prijelazom od jednostepene na dvostepenu kompresiju, a svako dalje povećanje broja stepena sve manje utječe na smanjenje omjera σ_K.



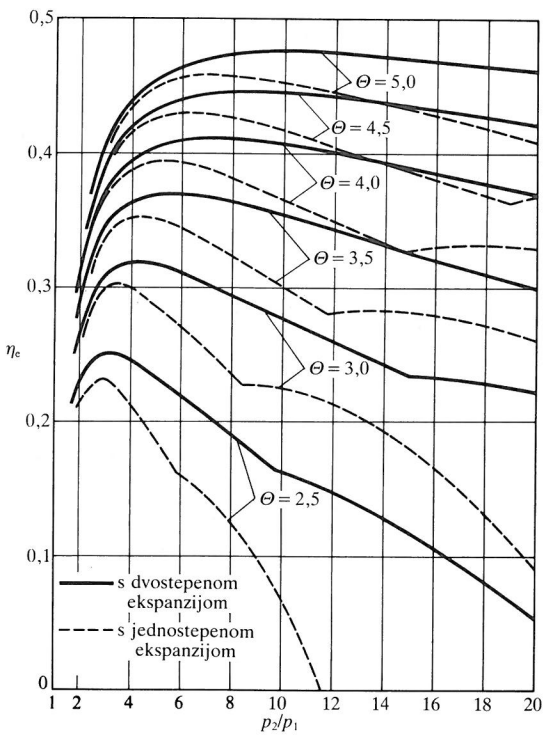
Sl. 14.25. Ovisnost omjera snage potrebne za komprimiranje zraka P_K i snage proizvedene u plinskoj turbini P_T o omjeru tlakova p_{n+1}/p_1 na izlazu iz kompresora i ulazu u kompresor za različiti broj stepena kompresije n, a za omjer temperatura $\Theta = T_3/T_1 = 3{,}5$



Sl. 14.26. Shema postrojenja s plinskom turbinom s dvostepenom kompresijom

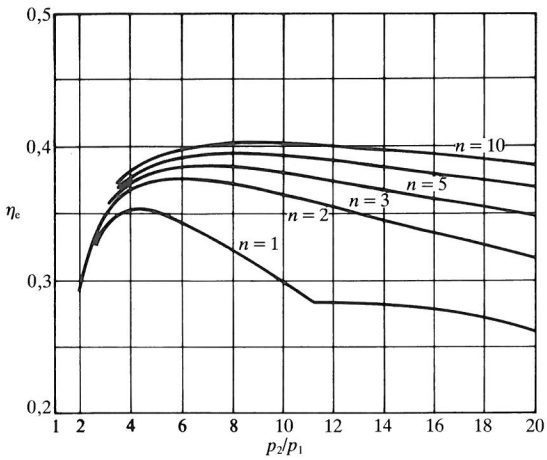
Efektivni stupanj djelovanja, međutim, neće se bitno promijeniti zbog višestepene kompresije jer gorivom valja dovoditi više topline zato što se komprimirani zrak dovodi u komoru izgaranja s nižom temperaturom. Stoga je uz višestepenu kompresiju još opravdanije zagrijavati komprimirani zrak (sl. 14.26). I tada vrijedi izraz (14.52), pa se temperatura na izlazu iz zagrijača zraka dobiva iz relacije (14.52), u kojoj je T_2 izlazna temperatura iz kompresora uračunavši i stupanj njegova djelovanja η_K. Toplina dovedena u komoru izgaranja određuje se prema (14.53), s tim da se umjesto Φ_K uvrsti Φ_{Kn} (14.62), pa je efektivni stupanj djelovanja

$$\eta_{enz} = \frac{\eta_m \eta_T \Theta \Phi_T - n \dfrac{\Phi_{Kn}}{\eta_K}}{\Theta - \left(1 + \dfrac{\Phi_{Kn}}{\eta_K}\right) - \eta_z \left[(1 - \eta_T \Phi_T) + \left(1 + \dfrac{\Phi_{Kn}}{\eta_K}\right)\right]} \tag{14.69}$$



Sl. 14.27. Ovisnost efektivnog stupnja djelovanja postrojenja s plinskom turbinom o omjeru tlakova sa zagrijavanjem zraka (η_z = 0,75) s jednostepenom i dvostepenom kompresijom za različite omjere temperatura Θ

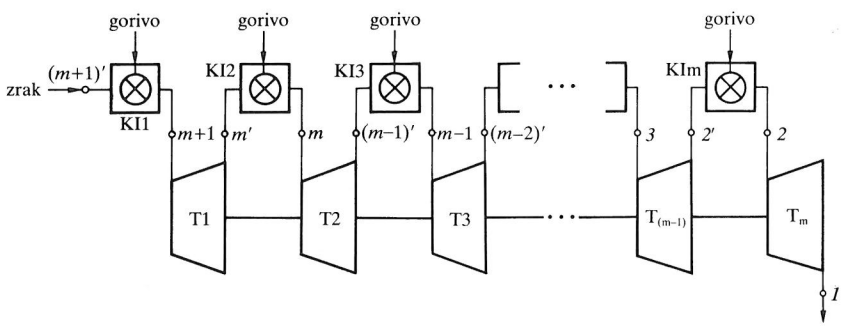
Na sl. 14.27. prikazano je poboljšanje efektivnog stupnja u postrojenju s dvostepenom kompresijom u usporedbi s onim kojemu je kompresija jednostepena, a na sl. 14.28. vidi se utjecaj broja stepena kompresije na efektivni stupanj djelovanja.



Sl. 14.28. Utjecaj broja stepena kompresije n na efektivni stupanj djelovanja postrojenja s plinskom turbinom (η_z = 0,75, Θ = 3,5)

2.5. Proces u postrojenju s plinskom turbinom sa zagrijavanjem zraka, višestepenom kompresijom i višestepenom ekspanzijom

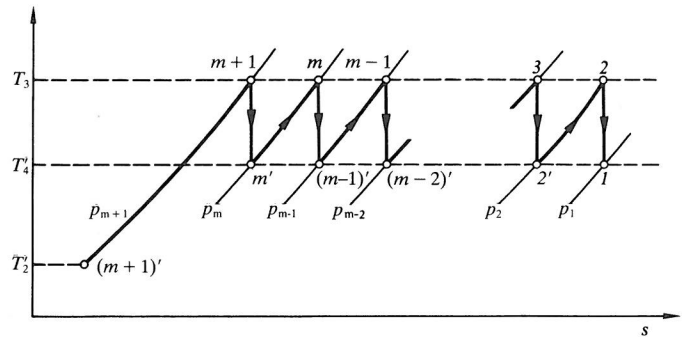
Višestepena ekspanzija može se ostvariti u postrojenju na sl. 14.29. Smjesa plinova izgaranja i zraka, koja je djelomično ekspandirala u prvoj turbini (T1), nanovo se zagrijava u drugoj komori izgaranja (K12) do najviše temperature procesa T_3 (sl.



Sl. 14.29. Shema višestepene ekspanzije u postrojenju s plinskim turbinama

14.30). Tako zagrijana smjesa ponovno ekspandira u drugoj turbini (T2), opet se zagrijava u trećoj komori za izgaranje (K13) itd. sve do posljednje (m-te komore izgaranja i m-te turbine). Budući da je omjer temperatura na početku ekspanzije (T_3) i na njezinu završetku (T_4') konstantan, prema (5.128) i omjer tlakova je konstantan, pa – uzevši oznake na sl. 14.30 – vrijedi

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{p_3}{p_2} = \frac{p_4}{p_3} = \ldots = \frac{p_m}{p_{m-1}} = \frac{p_{m+1}}{p_m} \tag{14.70}$$



Sl. 14.30. Proces višestepene ekspanzije; prikaz u T,s-dijagramu

Ukupan omjer ekspanzije između tlaka pred prvom turbinom p_{m+1} i tlaka na izlazu iz m-te turbine p_1 izračunava se proširujući taj omjer vrijednostima svih međutlakova, pa je

$$\frac{p_{m+1}}{p_1} = \frac{p_2}{p_1}\frac{p_3}{p_2}\frac{p_4}{p_3} \ldots \frac{p_m}{p_{m-1}}\frac{p_{m+1}}{p_m} \tag{14.71}$$

Kad se, zatim, pođe od relacije (14.70), bit će

$$\frac{p_{m+1}}{p_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^m \tag{14.72}$$

Mehanička snaga proizvedena u jednoj turbini ekspanzijom među temperaturama T_3 i T_4' iznosi

$$w_{T1} = c_{pT}(T_3 - T_4') = c_{pT} T_3 \left(1 - \frac{T_4'}{T_3}\right) \tag{14.73}$$

Budući da prema (5.128) vrijedi

$$\frac{T_3}{T_4'} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}} \tag{14.74}$$

onda je

$$w_{T1} = c_{pT} T_3 \left[1 - \frac{1}{\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}}}\right] \tag{14.75}$$

Kad ima m turbina, a oslanjajući se na izraz (14.74), mehanička snaga proizvedena u svim turbinama bila bi

$$w_T = m\, w_{T1} = m\, c_{pT} T_3 \left[1 - \frac{1}{\left(\frac{p_{m+1}}{p_1}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}}}\right] \tag{14.76}$$

Radi jednostavnijeg označivanja korisno je uvesti pomoćnu funkciju

$$\Phi_{\mathrm{Tm}} = 1 - \frac{1}{\left(\frac{p_{m+1}}{p_1}\right)^{\frac{\varkappa - 1}{m\varkappa}}} \tag{14.77}$$

koja prelazi u pomoćnu funkciju Φ_{T} (14.13) kad je ekspanzija jednostepena ($m = 1$).

Pri proračunu potrebne dovedene topline valja razlikovati prvu komoru izgaranja od ostalih jer se u njoj smjesa zagrijava od temperature T_2' na izlazu iz kompresora, odnosno iz zagrijača zraka, do maksimalne temperature T_3, a u ostalima od temperature T_4' do T_3. Izlazi da će potrebna dovedena toplina biti

$$q = c_{\mathrm{p}} \left[(T_3 - T_2') + (m - 1)\ (T_3 - T_4')\right] \tag{14.78}$$

Za prvi član u uglatim zagradama vrijedi (14.66), a razlika se temperatura T_3 i T_4' može prikazati funkcijom Φ_{Tm} (14.77) na osnovi relacije (14.73), pa se dobiva

$$q = c_{\mathrm{p}} \left[T_3 - T_1\ (1 + \Phi_{\mathrm{Kn}}) + (m - 1)\ \Phi_{\mathrm{Tm}}\right] \tag{14.79}$$

Uračuna li se stupanj djelovanja turbine η_{T} i kompresora η_{K}, te zanemare li se razlike između specifičnih toplina i računa s n-stepenom kompresijom, efektivni je stupanj djelovanja

$$\eta_{\mathrm{enm}} = \frac{m\,\eta_{\mathrm{m}}\,\eta_{\mathrm{T}}\,\Theta\,\Phi_{\mathrm{Tm}} - n\,\dfrac{\Phi_{\mathrm{Kn}}}{\eta_{\mathrm{K}}}}{\Theta - \left(1 + \dfrac{\Phi_{\mathrm{Kn}}}{\eta_{\mathrm{K}}}\right) + (m - 1)\,\eta_{\mathrm{T}}\,\Theta\,\Phi_{\mathrm{Tm}}} \tag{14.80}$$

Smjesom plinova izgaranja i zraka koja izlazi iz posljednje turbine zagrijava se zrak pred prvom komorom izgaranja. I tad vrijedi (14.52), s tom razlikom što je T_4 određeno funkcijom Φ_{Tm}, pa je toplina predana zraku u zagrijaču

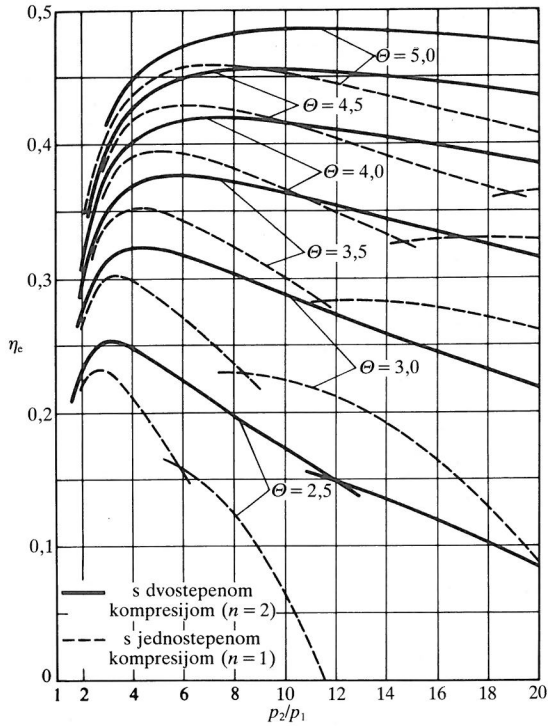
$$q_{\mathrm{z}} = c_{\mathrm{p}}\,T_1\,\eta_{\mathrm{z}}\left[\Theta(1 - \eta_{\mathrm{T}}\,\Phi_{\mathrm{Tm}}) - \left(1 + \frac{\Phi_{\mathrm{Kn}}}{\eta_{\mathrm{K}}}\right)\right] \tag{14.81}$$

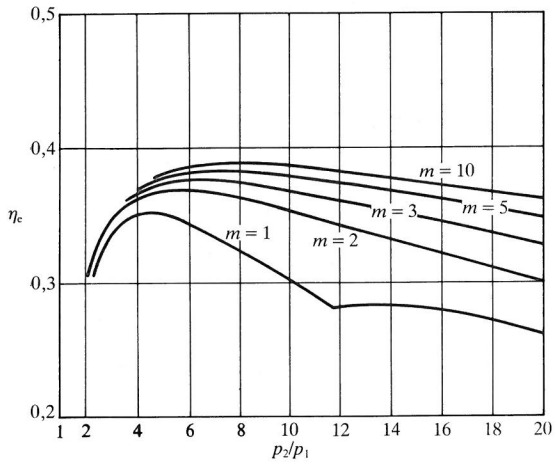
Tad će efektivni stupanj djelovanja za postrojenje s višestepenom kompresijom i ekspanzijom i sa zagrijavanjem zraka biti

$$\eta_{\mathrm{enmz}} = \frac{m\,\eta_{\mathrm{m}}\,\eta_{\mathrm{T}}\,\Theta\,\Phi_{\mathrm{Tm}} - n\,\dfrac{\Phi_{\mathrm{Kn}}}{\eta_{\mathrm{K}}}}{\Theta - \left(1 + \dfrac{\Phi_{\mathrm{Kn}}}{\eta_{\mathrm{K}}}\right) + (m - 1)\,\eta_{\mathrm{T}}\,\Theta\,\Phi_{\mathrm{Tm}} - \eta_{\mathrm{z}}\left[\Theta(1 - \eta_{\mathrm{T}}\,\Phi_{\mathrm{Tm}}) - \left(1 + \dfrac{\Phi_{\mathrm{Kn}}}{\eta_{\mathrm{K}}}\right)\right]} \tag{14.82}$$

To je općenit izraz za efektivni stupanj djelovanja postrojenja s plinskom turbinom jer se iz njega dobivaju relacije i za jednostepenu kompresiju ($n = 1$), za jednostepenu ekspanziju ($m = 1$) i za postrojenje bez zagrijavanja zraka ($\eta_{\mathrm{z}} = 0$).

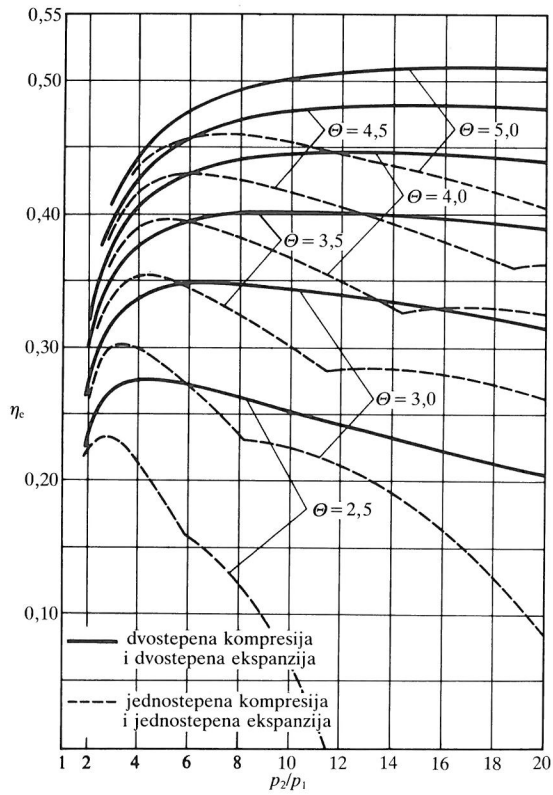
Sl. 14.31. Ovisnost efektivnog stupnja djelovanja postrojenja s plinskom turbinom sa zagrijavanjem zraka (η_z = 0,75) s jednostepenom i dvostepenom ekspanzijom o omjeru tlakova za različite omjere temperatura Θ



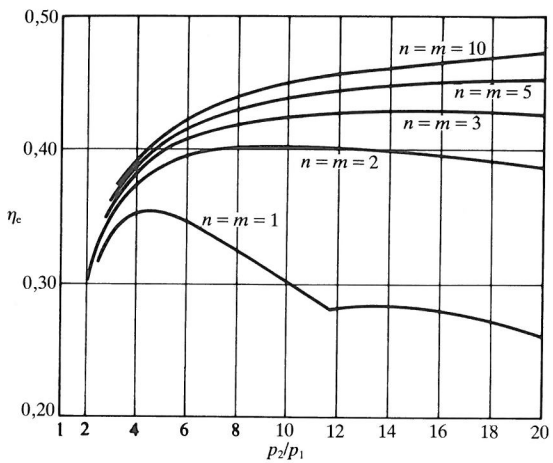


Sl. 14.32. Utjecaj broja stepena ekspanzije m na efektivni stupanj djelovanja postrojenja s plinskim turbinama (η_z = 0,75, Θ = 3,5)

Na sl. 14.31. prikazano je kako efektivni stupanj djelovanja postrojenja s plinskom turbinom ovisi o omjeru tlakova s dvostepenom ekspanzijom, a na sl. 14.32. predočen je utjecaj broja stepena na efektivni stupanj djelovanja.



Sl. 14.33. Ovisnost efektivnog stupnja djelovanja postrojenja s plinskim turbinama sa zagrijavanjem zraka (η_z = 0,75) te dvostepenom kompresijom i dvostepenom ekspanzijom



Sl. 14.34. Utjecaj broja stepena kompresije n i broja stepena ekspanzije m na efektivni stupanj djelovanja postrojenja s plinskim turbinama ($\eta_z = 0,75$, $\Theta = 3,5$)

Najveće poboljšanje postiže se dvostepenom kompresijom i dvostepenom ekspanzijom (sl. 14.33), ali prijelaz na trostepenu kompresiju i ekspanziju, a pogotovo na još veći broj stepena, ne pridonosi znatnije poboljšanju stupnja djelovanja (sl. 14.34).

3. Poluzatvoreni proces u postrojenju s plinskom turbinom

3.1. Općenito

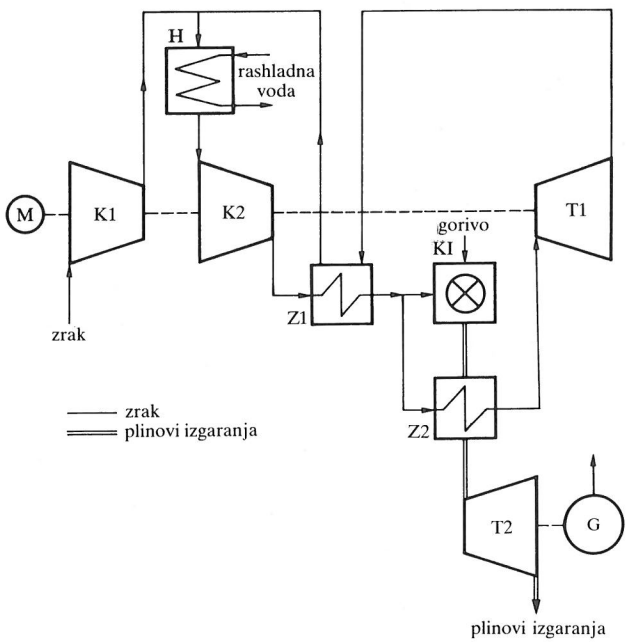
U poluzatvorenom procesu, za razliku od otvorenoga, koji je razmatran od 2.1. do 2.5. ovog poglavlja, dio zraka, odnosno dio smjese plinova izgaranja, stalno cirkulira u postrojenju.

Snaga plinske turbine ograničena je izlaznim presjekom posljednjeg stepena iz istih razloga kao i snaga parne turbine (4.3. trinaestog poglavlja). Na izlazu iz plinske turbine s otvorenim procesom vlada tlak okoline (oko 0,1 MPa), pa smjesa plinova izgaranja i zraka ima veliki specifični volumen. Za snagu od 1 kW potrebna je struja smjese između 40 i 60 m^3/s. U poluzatvorenom procesu na izlazu iz turbine tlak je viši od onoga u okolini jer smjesa plinova izgaranja i zraka kruži u zatvorenom procesu, u kojem se pomoću posebnih kompresora održava viši tlak. Tako je uz iste dimenzije turbine moguće povećati struju smjese, pa stoga i snagu turbine, koja raste praktički proporcionalno s porastom tlaka na izlazu iz turbine. Tako s povećanjem tlaka na izlazu iz turbine na 0,4 MPa, ona dobiva četverostruku snagu uz praktički nepromijenjene dimenzije ne samo turbine nego i ostalih dijelova postrojenja. Zbog toga su, naravno, potrebne specifične investicije znatno manje.

Postrojenja s poluzatvorenim procesom mogu se podijeliti u dvije skupine: postrojenja sa zagrijačem zraka i ona s izgaranjem u kružnoj struji plinova.

3.2. Postrojenje sa zagrijačem zraka

Ima više prijedloga za izvedbu postrojenja sa zagrijačem zraka. Na sl. 14.35. jedno je od najjednostavnijih. Zrak potreban za izgaranje usisava se iz okoline kompresorom K1 i dovodi preko hladnjaka H, kompresora K2 i zagrijača Z1 u komoru izgaranja KI. Plinovi izgaranja nakon prolaska kroz zagrijač zraka Z2 ekspandiraju



Sl. 14.35. Shema postrojenja s poluzatvorenim procesom i zagrijačem zraka; K1, K2 – kompresori, T1, T2 – plinske turbine, H – hladnjak, Z1, Z2 – zagrijači zraka, KI – komora izgaranja, G – generator, M – motor za stavljanje u pogon

u plinskoj turbini T2 i poslije ekspanzije odvode se u okolinu. Taj dio procesa može se smatrati otvorenim procesom, u kojem se sva snaga turbine T2 upotrebljava za pogon generatora. S druge strane, zatvoreni proces, u kojem kruži zrak, služi za pogon turbine T1, kojom se osigurava pogon kompresora K1 i K2. Zrak se u zatvorenom procesu komprimira u kompresoru K2, zagrijava u zagrijačima Z1 i Z2, i ekspandira u turbini T1. Nakon ekspanzije zrak se hladi u Z1 i hladnjaku H. Turbina T1 mora biti dimenzionirana za pogon kompresora K1 i K2. U zatvorenom procesu najniži je tlak viši od onoga u okolini, pa turbina može biti znatno manja za istu snagu. U tome je i glavna prednost poluzatvorenog procesa.

Unatoč tome što zrak dolazi u zagrijač pod relativno visokim tlakom, zagrijač će imati velike dimenzije, što će ograničavati snagu postrojenja. Normalno se izvodi komora izgaranja i zagrijač zraka Z2 u zajedničkom kućištu. Zbog velike mase zraka i plinova izgaranja, te zbog visokog tlaka, kućište je veliko i potrebna su znatna sredstva za njegovu izgradnju. Može se, međutim, postaviti pitanje o svrsishodnosti zagrijača Z2. U plinsku turbinu T2 ulaze, naime, plinovi izgaranja. Ako nema opasnosti da će zbog učinka plinova izgaranja nastati korozija materijala od kojih je turbina izrađena i nije opasno taloženje na njezinim lopaticama zbog sastava goriva, moći će se upotrijebiti otvoreni proces koji radi bez visokotlačnog zagrijača zraka. Takav zagrijač zraka prijeko je potreban u zatvorenom procesu (toč. 4. ovog poglavlja), gdje su plinovi izgaranja odijeljeni od sredstva što ekspandira u plinskoj turbini.

Dosad je izgrađeno (1947) jedno postrojenje s poluzatvorenim procesom i zagrijačem zraka snage od 20 MW u Weinfeldenu. Gorivo je bilo teško loživo ulje.

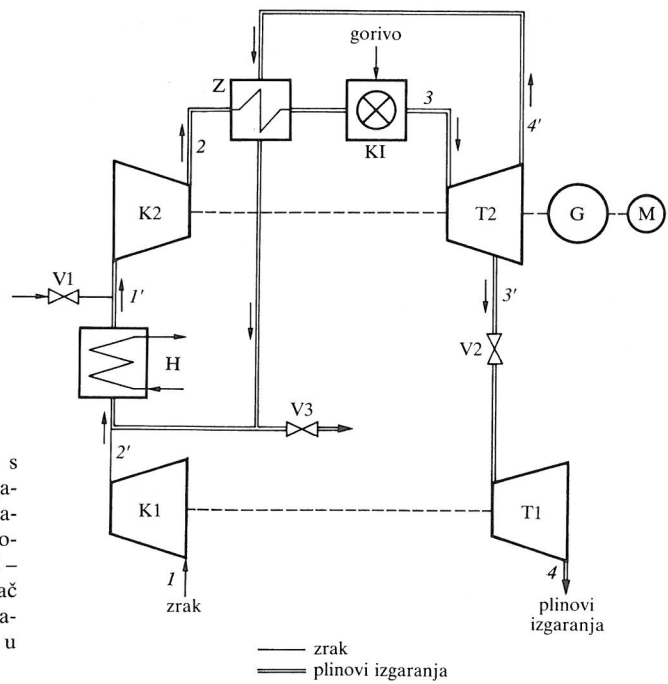
U pogonu se, međutim, pojavilo taloženje i korozija u komori izgaranja, zagrijaču zraka i plinskoj turbini u kojoj su ekspandirali plinovi izgaranja. To se nije događalo kad se upotrebljavalo lako loživo ulje, ali takvo se tad nije moglo nabavljati, pa je postrojenje s poluzatvorenim procesom napušteno i zamijenjeno dvjema turbinama s otvorenim procesom snage od po 11 MW.

3.3. Postrojenje s izgaranjem u kružnoj struji plina

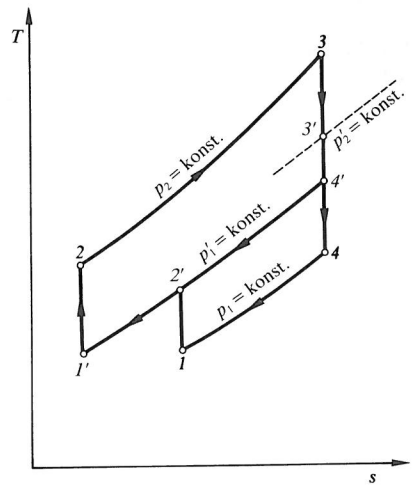
Dva su tipa postrojenja s izgaranjem u kružnoj struji plinova:

a) postrojenja s izgaranjem u smjesi plinova izgaranja i zraka
b) postrojenja s izgaranjem u zraku.

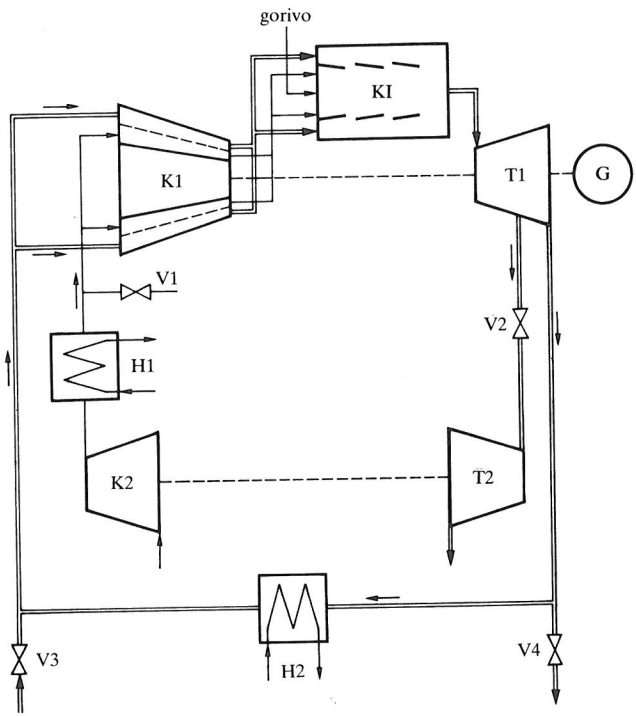
Prvi tip razvijen je u više izvedaba; na sl. 14.36. prikazana je jedna od najjednostavnijih. Glavni proces odvija se između kompresora K2, komore izgaranja KI i plinske turbine T2, iz koje plinovi, nakon ekspanzije, struje kroz zagrijač Z preko hladnjaka H u kompresor K2. Taj glavni proces odgovara kružnom procesu $1' - 2 - 3 - 4'$ u T,s-dijagramu (sl. 14.37). On se odvija između tlakova p_1' i p_2, s tim da je p_1' viši od tlaka okoline. Drugi, pomoćni proces, kojemu je zadatak da osigura potrebnu količinu zraka za izgaranje, a u njemu sudjeluje



Sl. 14.36. Shema postrojenja s poluzatvorenim procesom s izgaranjem u smjesi plinova izgaranja i zraka; K1, K2 – kompresori, T1, T2 – plinske turbine, KI – komora izgaranja, Z – zagrijač zraka, H – hladnjak, G – generator, M – motor za stavljanje u pogon, V1, V2, V3 – ventili



Sl. 14.37. *T,s*-dijagram procesa u postrojenju s poluzatvorenim procesom uz izgaranje u smjesi plinova izgaranja i zraka



Sl. 14.38. Shema postrojenja s poluzatvorenim procesom uz izgaranje u zraku; K1, K2 – kompresori, KI – komora izgaranja, T1, T2 – plinske turbine, H1, H2 – hladnjaci, V1, V2, V3, V4 – ventili

samo dio smjese plinova izgaranja i zraka, počinje usisavanjem zraka iz okoline (stanje 1) i kompresijom u kompresoru K1 do stanja 2′. U hladnjaku H zrak se hladi do stanja 1′, pa se zajedno s plinovima izgaranja komprimira u kompresoru K2, zagrijava u zagrijaču Z i komori izgaranja KI, te samo djelomično ekspandira u plinskoj turbini K2 do tlaka p_2' (stanje 3′). Dio smjese plinova i zraka odvodi se

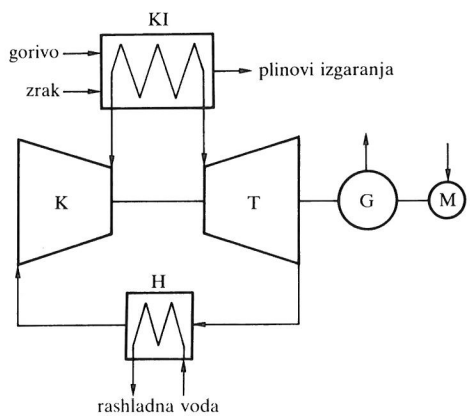
tad u pomoćnu turbinu T1, koja služi za pogon pomoćnog kompresora K1, a u kojoj se provodi ekspanzija do tlaka okoline.

Otvore li se ventili V1 i V3, poluotvoreni se proces pretvara u otvoreni. Tad se mora zatvoriti ventil V2 i tako isključiti iz pogona turbina T1 i kompresor K1.

Izgaranje u zraku može se ostvariti postrojenjem prema shemi na sl. 14.38. Pomoću koncentričnih cijevi postavljenih ispred kompresora i iza njega zrak se dovodi i odvodi iz kompresora K1 odvojeno od plinova izgaranja, koji stalno kruže u procesu. U aksijalnom kompresoru, naime, nastaje vrlo slabo miješanje u radijalnom smjeru, pa je stoga na izlazu iz kompresora zrak odvojen od plinova izgaranja. Oni se zasebno uvode u komoru izgaranja KI: zrak u njezin srednji dio, u kojem se miješa s gorivom, a plinovi u okolni prostor, gdje se zagriju, pa konačno zajedno s novonastalim plinovima izgaranja struje u plinsku turbinu T1. Kompresor za dobavu zraka K2 tjera pomoćna plinska turbina T2, u koju struje plinovi već djelomično ekspandirani u turbini T1. Postrojenje na sl. 14.38. može raditi i s otvorenim procesom ako se zatvori ventil V2, a otvore ventili V1, V3 i V4.

4. Zatvoreni proces u postrojenju s plinskom turbinom

U dosad razmatranim postrojenjima u plinskim je turbinama ekspandirala smjesa plinova izgaranja i zraka. Zbog toga za pogon ne može poslužiti kruto gorivo jer bi krute čestice pepela plinskoj turbini vrlo brzo uništile lopatice. Izvedbom zatvorenog procesa, međutim, to postaje moguće jer u kompresoru i turbini stalno kruži isti zrak, koji ne sudjeluje u izgaranju (sl. 14.39). Taj zrak preuzima toplinu u izmjenjivaču topline, koji je ujedno i komora izgaranja. Zatvoreni proces potpuno je analogan parnom postrojenju: komora za izgaranje s izmjenjivačem topline odgovara parnom kotlu, plinska turbina parnoj turbini, hladnjak kondenzatoru, a kompresor pojnoj pumpi.



Sl. 14.39. Shema najjednostavnijeg postrojenja s plinskom turbinom sa zatvorenim procesom; K – kompresor, T – turbina, KI – komora izgaranja, G – generator, H – hladnjak, M – motor za stavljanje u pogon

U zatvorenom procesu mogu se primijeniti već opisani postupci kojima se poboljšava stupanj djelovanja (zagrijavanje zraka, višestruka kompresija i ekspanzija).

U zatvorenom procesu maksimalna je temperatura više ograničena nego u otvorenom procesu. Cijevi u komori za izgaranje moraju se, naime, zagrijati više nego što iznosi maksimalna temperatura zraka na ulazu u turbinu. Zbog toga je

maksimalna temperatura koja je mjerodavna za stupanj djelovanja niža od maksimalne temperature u postrojenju, a ona je ograničena s obzirom na upotrijebljeni konstrukcijski materijal. Stoga i cijevi u komori izgaranja moraju biti izvedene od termički otpornog materijala, a u postrojenju s otvorenim ciklusom njegova je upotreba ograničena samo na turbinske lopatice.

U današnje vrijeme ne izvode se postrojenja sa zatvorenim procesom jer su znatno složenija od onih s otvorenim, a i stoga što se u parnim procesima mogu postići povoljni stupnjevi djelovanja.

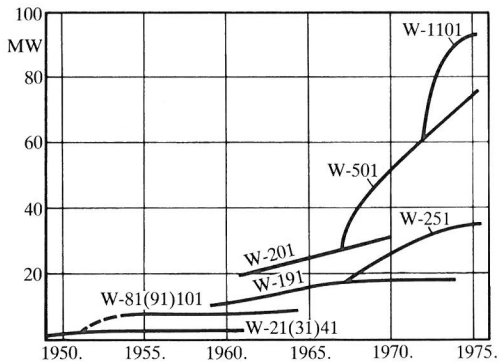
5. Izvedbe postrojenja s plinskim turbinama i svojstva goriva

5.1. Izvedbe

Danas su u stacionarnim postrojenjima plinske turbine u prvom redu rezervni agregati za proizvodnju električne energije.

Grade se ponajviše plinske turbine s jednostavnim otvorenim procesom u kojima su kompresija i ekspanzija jednostepene, a bez zagrijavanja zraka. Nastoji se, naime, ostvariti što jednostavnija izvedba, tzv. paketna izvedba uz što jednostavniju ugradnju.

U posljednjih trideset godina znatno je povećana snaga agregata s plinskim turbinama (sl. 14.40). Danas se serijski proizvode agregati do oko 100 MW.



Sl. 14.40. Razvoj plinskih turbina koje je proizveo koncern Westinghouse, jedan od dva najveća svjetska proizvođača plinskih turbina (uz krivulje oznaka tipa turbine)

Kad kvaliteta goriva ne postavlja ograničenje, temperatura je plinova izgaranja na ulazu u plinsku turbinu bez hlađenja lopatica obično od 850 do 960 °C. To vrijedi za plinske turbine koje dnevno rade samo nekoliko sati. Međutim, za petnaestak i više sati u toku dana, potrebno je sniziti ulaznu temperaturu na oko 800 °C, kako bi se smanjili troškovi održavanja. Ulazna temperatura u plinsku turbinu s hlađenjem lopatica može uz povoljno gorivo premašiti granicu od 1 000 °C.

Kao što je pokazano u toč. 2. ovog poglavlja, stupanj se djelovanja poboljšava višestepenom kompresijom i višestepenom ekspanzijom, a postiže se veća snaga uz nepromijenjenu struju smjese. Zbog toga je moguća izvedba i turbina veće snage nego što ih imaju one uz jednostavan proces. Međutim plinske turbine s kompliciranijim procesom imaju neke mane koje se moraju razmotriti pri izboru procesa, a to su: veći troškovi održavanja, dulje vrijeme potrebno za stavljanje u pogon, voda potrebna za hlađenje zraka pri višestepenoj kompresiji i teškoće s regulacijom pri izvedbi višestepene ekspanzije. Budući da postrojenja s plinskim turbinama, kako je već spomenuto, služe kao rezervni izvori električne energije, s malim trajanjem iskorištenja, mnogo je važnije izgraditi postrojenje niskih specifičnih investicija nego ono s visokim stupnjem djelovanja, odnosno s niskim specifičnim troškovima za gorivo. Usporede li se, naime troškovi za proizvodnju jednake količine energije u ta dva tipa, veći će biti izdaci za postrojenje s kompliciranijim nego za ono s jednostavnim procesom.

Samo onda kad je trajanje iskorištenja agregata dugo, opravdana su postrojenja s kompliciranijim procesom. Njihova je upotreba ipak znatno ograničena jer plinske turbine troše samo kvalitetno gorivo, a za visoko trajanje iskorištenja pogodna su i ekonomična postrojenja s parnim turbinama. Zato su danas vrlo rijetke plinske turbine s kompliciranijim procesom. Izvan Sovjetskog Saveza samo jedno poduzeće proizvodi postrojenja s dvostepenom kompresijom snage od oko 65 MW. U Sovjetskom Savezu grade se postrojenja snage od 100 MW s dvostepenom kompresijom i dvostepenom ekspanzijom. U toj zemlji projektirano je postrojenje od 200 MW s peterostepenom kompresijom i četverostepenom ekspanzijom, za koje će se u usporedbi s parnim postrojenjem jednake snage utrošiti 30 % manje investicija.

Ima više prijedloga za izvedbu postrojenja u kojima je kombiniran proces u plinskoj turbini s procesom u parnoj turbini. Osnovna je svrha tog postupka da se poboljša stupanj djelovanja.

5.2. Goriva

Kako je već spomenuto, za pogon plinskih turbina ne mogu se upotrijebiti kruta goriva, već samo plinovita i tekuća.

Da se spriječi erozija lopatica, korozija materijala i taloženje u krugu plinova izgaranja, mora gorivo za postrojenje s plinskom turbinom imati određena svojstva.

U plinovitim gorivima koroziju izazivaju sumpor i alkalijski metali (natrij i kalij). Gorivo sadrži sumpor u obliku sumporovodika (H_2S) i slobodnog sumpora, a alkalijski se metali sa zrakom unose u proces. Sumpor izaziva koroziju cijevi i ventila kojima se gorivo dovodi u komoru izgaranja, te izmjenjivača topline. U dovodnim dijelovima postrojenja korozija se sprečava upotrebom antikorozijskih legura, a metalne će se površine u izmjenjivaču topline od nje sačuvati ako se temperatura plinova izgaranja održava iznad temperature rosišta sumporne kiseli-

ne. To se, međutim, pojavljuje samo kad se plinovima izgaranja zagrijava voda ili para, jer je izlazna temperatura plinova izgaranja iz plinske turbine i iz zagrijača zraka znatno viša od rosišta sumporne kiseline. Dijelovi turbine s najvišim temperaturama izvrgnuti su koroziji kad plinovi izgaranja istodobno sadrže sumpor i alkalijske metale. Ti elementi za vrijeme izgaranja stvaraju natrij-sulfat, a on izaziva intenzivnu koroziju lopatica u turbini. Stoga je znatno važnije ograničiti sadržaj alkalijskih metala u zraku nego udio sumpora u gorivu. Eksperimenti pokazuju da već uz 30 dijelova alkalijskih metala na milijardu nastaju oštećenja. Danas se provode intenzivne studije o utjecaju tih onečišćenja, pa se preporučuje filtriranje zraka i izbor odgovarajućih materijala.

U plinskim turbinama mogu se upotrijebiti praktički svi naftni derivati uz određene uvjete i ograničenja.

Gorivo mora imati stanovita fizikalna svojstva, čistoću i viskoznost. Prije nego što se ono dovede u komoru izgaranja, mora se filtrirati. Za lakše derivate mehaničke nečistoće ne smiju premašiti dimenzije od 5 μm, a za teške derivate 25 μm. Mehaničke nečistoće, naime, skraćuju životni vijek pumpa za gorivo i turbinskih lopatica. Lakši se derivati na ulazu u komoru izgaranja raspršuju mehanički ili pomoću niskotlačnog zraka i ne moraju se predgrijavati iznad temperature okoline, a teži se derivati raspršuju pomoću visokotlačnog zraka i zagrijavaju se na temperaturu od 50 do 120 °C, ovisno o viskoznosti goriva.

Kemijski sastav goriva, a posebno pepela, od najveće je važnosti za plinske turbine zbog visokih temperatura plinova izgaranja. Nepovoljni kemijski sastav goriva u najboljem slučaju uzrokovat će smolasta taloženja na turbinskim lopaticama, a u nepovoljnijim uvjetima korozija bitno skraćuje životni vijek dijelova izvrgnutih visokim temperaturama. To, međutim, ne znači da sva tekuća goriva moraju biti posebno pripremljena ili prečišćena prije upotrebe u plinskim turbinama.

Pet kemijskih elemenata u gorivu najviše utječe na njegove osobine. To su: vanadij, natrij, kalij, olovo i kalcij. Prva četiri izazivaju koroziju pri visokim temperaturama, a svih pet elemenata uzrokuje taloženje na turbinskim lopaticama, koje je teško ukloniti. Zbog toga se turbini snaga smanjuje. Premda je utjecaj svih pet elemenata znatan, na ograničenost upotrebe težih derivata uglavnom utječe količina natrija i vanadija. Ta dva elementa mogu se tolerirati samo u vrlo malim količinama (natrij + kalij 5 ppm i vanadij 2 ppm). Za vrijeme izgaranja nastaju osim toga spojevi (natrij-sulfat, natrij-vanadat, vanadij-pentoksid) koji su polurastaljeni i aktivni već pri temperaturi od 630 °C. Korozivno djelovanje znatno je intenzivnije pri još višim temperaturama, pri kojima danas rade plinske turbine. Ako gorivo sadrži natrija i vanadija više nego što je dopušteno, jedini je način da se opasni suvišak tih elemenata odstrani prije upotrebe.

Natrij, kalij i kalcij najčešće se pojavljuju u obliku slane vode, a ona se ili crpe zajedno sa sirovom naftom ili je rezultat onečišćenja u toku prijevoza morem. Takve vode, međutim, nema u lakim derivatima, zbog razlike u gustoći, što omogućuje da se ona lako odvoji od goriva. Budući da se uz pomoć nekih dodataka ne može spriječiti nepovoljno djelovanje tih kemijskih elemenata, valja

ih ukloniti iz goriva prije izgaranja. Iz srednje teških derivata slana voda se izdvaja elektrostatičkim postupkom, destilacijom ili centrifugiranjem. To je moguće uz dovoljnu razliku u gostoći između derivata i slane vode. Taj uvjet, međutim, nije ispunjen za teške derivate, pa prije pročišćavanja valja vodi povećati gustoću dodavajući magnezij-sulfat.

Vanadija ima u sirovoj nafti i on nakon prerade ostaje u teškim derivatima. Zbog toga je u njima njegova koncentracija znatna, a vrlo je mala u lakšim derivatima. Vanadij je rastopljen u ulju, pa mu se koncentracija ne smanjuje ispiranjem. Još uvijek nema ekonomične metode kojom bi se on kemijski odstranio, pa se njegovo negativno djelovanje sprečava dodavajući magnezij-sulfat. Naime magnezijevi spojevi povećavaju temperaturu taljenja pepela, pa to stvara zaštitni sloj na lopaticama turbine. Vodena rastopina magnezij-sulfata dodaje se gorivu u miješalici s raspršivanjem neposredno prije nego što se ono dovede u komoru izgaranja. Posebno je važno da se tako nastala smjesa odmah uštrca u komoru kako bi se onemogućilo da se vodena otopina odvoji od goriva.

Laki se derivati mogu normalno upotrijebiti za pogon plinskih turbina jer je udio natrija, vanadija i ostalih metala u njima manji od 1 ppm (manje od 0,0001 %). Teži se derivati moraju posebno pripremati, ovisno o količini metala koju sadrže.

Plinske se turbine izvode ili za jednu ili za dvije različite vrste goriva.

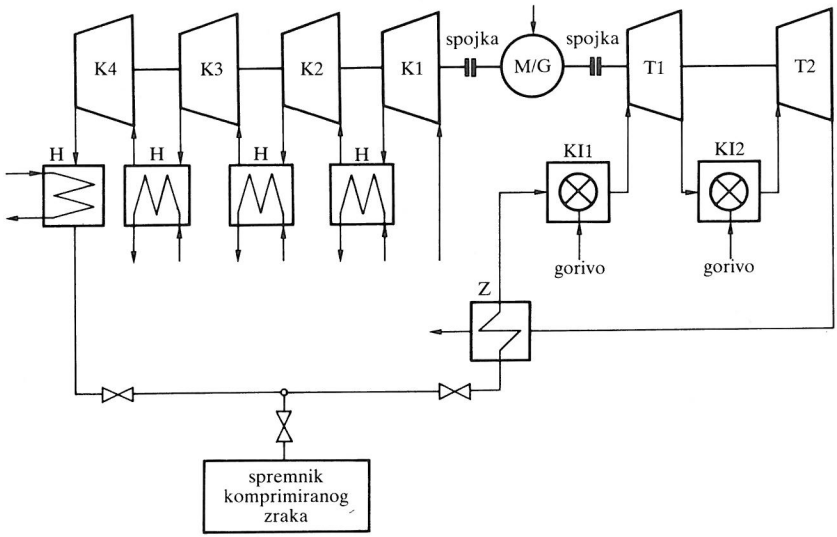
6. Postrojenja s plinskom turbinom i sa spremnikom komprimiranog zraka

Znatan dio mehaničke snage proizvedene u plinskoj turbini potreban je za pogon kompresora, a samo manji dio za generator. Tako se u najjednostavnijim postrojenjima, a uz ulazne temperature za koje se danas izvode plinske turbine, oko 2/3 snage turbine (sl. 14.13) troši za pogon kompresora. Stoga se pojavila ideja da se izvede takvo postrojenje u kojem se vremenski pogon kompresora ne poklapa s pogonom turbine, što je moguće ostvariti pomoću spremnika komprimiranog zraka. Na sl. 14.41. shema je takva postrojenja projektiranoga za jedno elektroprivredno poduzeće u SR Njemačkoj. Ono se sastoji od kompresorske grupe s hlađenjem među stepenima i s hlađenjem nakon kompresije, od motorgeneratora koji je smješten između kompresora i turbina, te od plinskih turbina s dvostepenom ekspanzijom. Tu je, osim toga, spremnik komprimiranog zraka s cjevovodima i ventilima.

Za vrijeme malih opterećenja u elektroenergetskom sistemu u pogonu je kompresorska grupa tjerana motorom koji uzima električnu energiju iz mreže, a komprimirani zrak pohranjuje se u spremnik, da bi se upotrijebio za pogon turbina u vrijeme velikih opterećenja u elektroenergetskom sistemu, kad plinske turbine tjeraju generator. Motorgenerator spojen je rastavljivim spojkama s kompresorskom grupom i plinskim turbinama. S obzirom na potrebni volumen zraka koji treba akumulirati, spremnik se može ekonomično izvesti samo kao podzemni rezervoar među nepropusnim stijenama.

Kad je tlak kompresije veći, potreban je manji volumen spremnika, a stoga su i troškovi njegove izgradnje niži. Smatra se da je najpovoljnije stlačiti zrak na tlak od 4 do 6 MPa. Učin kompresorske grupe u principu može se odabrati prilično neovisno o snazi turbine, što ovisi o raspoloživom vremenu za pogon kompresora, koje je funkcija prilika u elektroenergetskom sistemu. Izvedba je postrojenja to povoljnija što je dulje trajanje kompresorskog pogona jer je tad potreban manji učin kompresora. Hladeći zrak nakon kompresije smanjuje se temperatura u

spremniku kako bi se spriječila toplinska naprezanja njegovih stijenki i da bi specifični volumen zraka u spremniku bio manji, čime se povećava mogućnost akumulacije zraka.



Sl. 14.41. Shema spoja postrojenja s plinskom turbinom sa spremnikom komprimiranog zraka; K1, K2, K3, K4 – kompresori, T1, T2 – plinske turbine, KI1, KI2 – komore izgaranja, M/G – motorgenerator, H – hladnjak, Z – zagrijač zraka

Kako se plinske turbine koje se danas upotrebljavaju izvode za ograničene tlakove (do 1 MPa) i budući da je tlak u spremniku znatno viši, potrebna je dvostepena ekspanzija. U prvoj se turbini ekspanzija odvija između tlaka u spremniku i tlaka od oko 1 MPa, a u drugoj do tlaka okoline.

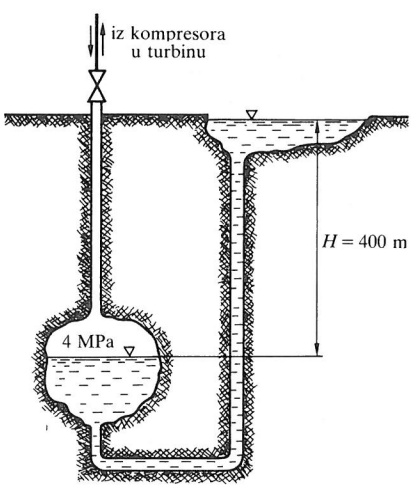
Turbina se stavlja u pogon bez pomoćnih uređaja, komprimiranim zrakom iz spremnika, a kompresore pokreće plinska turbina. Za vrijeme dok je kompresor u pogonu turbine ne rade i od njega su odvojene spojkom između motorgeneratora i turbine, a u toku rada turbine kompresor ne radi, a rastavljen je spojkom od druge strane motorgeneratora.

Budući da se cijela snaga plinske turbine dade tad iskoristiti za pogon generatora, danas je moguće ostvariti postrojenje sa spremnikom komprimiranog zraka snage od oko 300 MW. Maksimalna snaga s otvorenim ciklusom moguća je danas, naime, od oko 100 MW. Za plinsku turbinu od 300 MW potrebno je oko 400 kg/s zraka, što uz tlak od 0,1 MPa odgovara volumenu zraka od 320 m^3/s, odnosno $1{,}152 \cdot 10^6$ m^3/h. Računa li se s tlakom od 4 MPa u spremniku zraka, za svaki sat pogona treba 28 800 m^3 zraka. Za postrojenja s plinskim turbinama računa se s pogonom od 2 do 4 sata na dan, pa za jedan ciklus turbinskog pogona uz tlak od 4 MPa valja osigurati od 60 do 120 tisuća m^3 zraka. Kompresor može raditi maksimalno 8 h dnevno, pa će potrebni učin kompresora biti od 7,5 do 15 tisuća m^3/h zraka pri tlaku od 4 MPa.

U principu su dvije mogućnosti za akumulaciju zraka: spremnik promjenljiva tlaka i spremnik s konstantnim tlakom.

Prvi od njih puni se zrakom za kompresorskog pogona do tlaka npr. od oko 6 MPa. U toku turbinskog pogona oduzima se zrak i tlak postepeno pada do vrijednosti dopuštene za pogon turbine, npr. do 4 MPa. Spremnik konstantna tlaka istisni je spremnik, koji je prije punjenja zrakom ispunjen vodom. Za kompresorskog pogona komprimirani zrak istiskuje vodu. Spremnik je ispod površine tla i spojen je vertikalnim oknom s bazenom na površini (sl. 14.42). Tlak zraka u spremniku ovisi samo o visini stupca vode H. Pri turbinskom pogonu zrak se oduzima iz spremnika, a voda nanovo struji kroz okno u spremnik. Ako je površina bazena na površini dovoljno velika, neće se znatnije mijenjati tlak u spremniku u toku turbinskog pogona. Tako tlak zraka u spremniku ostaje praktički konstantnim i za vrijeme kompresorskog i za vrijeme turbinskog pogona. Da se održi potrebni tlak, mora visina stupca vode H (sl. 14.42) odgovarati potrebnom tlaku. Stoga se spremnik smješta ispod površine, na dubini H. Ta je dubina jednaka stostrukoj vrijednosti tlaka u MPa. To znači da za tlak od 4 MPa spremnik mora biti na dubini od 400 m.

Izvedba spremnika konstantna tlaka svakako je skuplja od one za spremnik promjenljiva tlaka, ali je potreban znatno manji volumen. Ne računajući mrtvi prostor, spremnik konstantnog tlaka mora imati volumen od 0,1 m^3/kWh u jednom ciklusu turbinskog pogona, a spremnik promjenljiva tlaka oko 0,3 m^3/kWh. Gustoća zraka pri 4 MPa iznosi oko 50 kg/m^3, a sva se količina – uz konstantni tlak – može uzeti iz spremnika jer će oduzeti zrak biti nadoknađen vodom. Ako, međutim, spremnik promjenljiva tlaka radi sa sniženjem tlaka od 6 na 4 MPa, može se iz njega uzeti samo masa koja odgovara razlici gustoće. Valja računati da će u spremniku promjenljiva tlaka vladati nešto viša temperatura nego u onome konstantnoga tlaka zbog kompresije na viši tlak i slabijeg odvoda topline, pa se može očekivati gustoća od 60 kg/m^3 uz tlak od 6 MPa, a 40 kg/m^3 uz tlak od 4 MPa. Prema tome, iz volumena od 1 m^3 dobiva se oko 20 kg zraka, što je oko 1/3 mase po jedinici volumena prema spremniku konstantna tlaka.

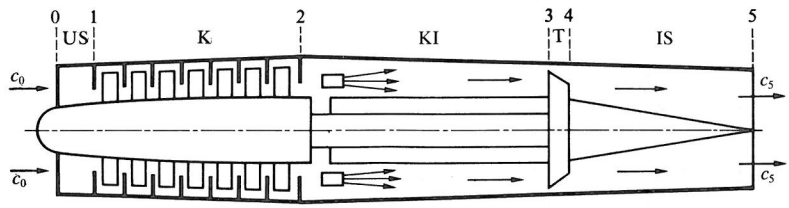


Sl. 14.42. Prikaz izvedbe spremnika konstantnog tlaka za komprimirani zrak

7. Reaktivni motori s plinskom turbinom

Plinska turbina s otvorenim procesom znatno se više upotrebljava za pogon aviona (reaktivni motor) nego kao dio stacionarnog postrojenja u kojemu se proizvodi električna energija ili za neposredni pogon nekog stroja.

Tad je cijeli motor u cijevi pogodna oblika (sl. 14.43). Zrak u nju ulazi brzinom kojom leti avion. U kompresoru, smještenome u prvom dijelu cijevi, zrak se komprimira i ulazi u komoru izgaranja. Ona je izvedena od pojedinačnih komora prstenasto raspoređenih u cijevi. Vrući plinovi zatim struje u plinsku turbinu, koja obično ima jedno, a rjeđe dva rotorska lopatična kola. Brzina vrtnje turbine, a s tim i brzina vrtnje motora, obično je veća od 10 000 min^{-1}. Kompresor tjera plinska turbina, a oba su stroja na istoj osovini. U turbini smjesa plinova izgaranja i zraka ekspandira samo djelomično do nekog tlaka koji je viši od onoga u okolini jer treba proizvesti samo onoliku snagu kolika je potrebna za pogon kompresora. Preostali pad entalpije uz ekspanziju do tlaka okoline transformira se u kinetičku energiju, pa plinovi izgaranja izlaze iz cijevi brzinom većom od brzine aviona.



Sl. 14.43. Skica reaktivnog motora s plinskom turbinom; US – ulazna sapnica, K – kompresor, KI – komora izgaranja, T – plinska turbina, IS – izlazna sapnica

Zbog toga se pojavljuje sila reakcije, koja omogućuje da avion leti. Regulacija sile reakcije može se ostvariti aksijalnim pomakom stožaste jezgre (sl. 14.43). Ona se izračunava iz formule

$$|F_p| = m(c_5 - c_0) \tag{14.83}$$

Tu je c_0 brzina aviona, a c_5 izlazna brzina plinova izgaranja. Snaga je

$$P_R = c_0 \, |F_p| = m c_0 (c_5 - c_0) \tag{14.84}$$

gdje je m masa zraka u jedinici vremena (kg/s). Iz razlike između kinetičke energije plinova na izlazu iz cijevi i zraka na ulazu u nju izračunava se snaga

$$P_0 = \frac{m}{2}(c_5^2 - c_0^2) \tag{14.85}$$

jer snaga odgovara prirastu kinetičke energije. Tada se može definirati stupanj djelovanja propulzije

$$\eta_p = \frac{P_R}{P_0} = \frac{2c_0(c_5 - c_0)}{c_5^2 - c_0^2} = \frac{2}{1 + \frac{c_5}{c_0}} \tag{14.86}$$

Dobiva se dakle izraz kao (11.161), koji vrijedi za zračni reaktivni motor. Postiže se maksimalni stupanj djelovanja propulzije kad je $c_5 = c_0$, ali tad nema sile reakcije (14.83) ni snage reakcije (14.84).

Unutrašnji stupanj djelovanja reaktivnog motora s plinskom turbinom određen je omjerom razlike kinetičkih energija (14.85) i energije dovedene gorivom $m_B h_d$, pa će biti

$$\eta_i = \frac{P_0}{m_B h_d} = \frac{m}{2} \frac{c_5^2 - c_0^2}{m_B h_d} \tag{14.87}$$

Tu je m_B masa goriva dovedena u jedinici vremena, a h_d donja ogrjevna moć goriva.

Ukupni energetski stupanj djelovanja izlazi iz omjera snage reakcije P_R (14.84) i energije dovedene gorivom

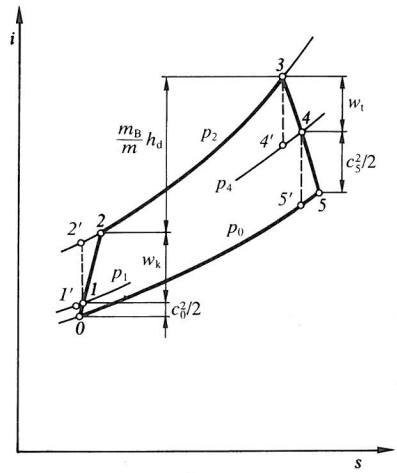
$$\eta = \frac{P_R}{m_B h_d} = \frac{P_R}{P_0} \frac{P_0}{m_B h_d} = \eta_p \eta_i \tag{14.88}$$

Provest će se termodinamička analiza, ali uz znatna pojednostavnjenja jer joj je cilj da se dobiju približni kvalitativni odnosi. Stoga se uvode ove pretpostavke: a) zanemaruje se kemijska promjena djelatne tvari, pa se cijeli proces promatra kao proces sa zrakom; b) zanemaruju se kinetičke energije u presjecima 1, 2, 3 i 4 (sl. 14.43), dakle računa se da je $c_1 = c_2 = c_3 = c_4 = 0$, što je dopušteno jer su te brzine, odnosno kvadrati brzina, zanemarivo male u usporedbi s brzinama c_0 i c_5; c) proračun se provodi uz konstantnu specifičnu toplinu zraka ($c_p = \text{konst.}$), a to odgovara pretpostavci uz koju je analiziran proces u postrojenjima s plinskim turbinama (toč. 2. ovog poglavlja).

Na sl. 14.44. predočen je proces u reaktivnom motoru s plinskom turbinom u i, s-dijagramu.

Zrak ulazi u cijev s temperaturom T_0, tlakom p_0 i brzinom c_0. Djelovanjem sapnice usporava se brzina zraka c_1 do ulaza u kompresor i, prema pretpostavci, može se s obzirom na c_0 zanemariti. Uz $c_1 = 0$ izlazi

$$i_1 = i_0 + \frac{c_0^2}{2} \tag{14.89}$$



Sl. 14.44. Proces u reaktivnom motoru s plinskom turbinom (oznake stanja odgovaraju onima na sl. 14.43)

Ako se entalpije zamijene umnoškom specifične topline c_p i temperature, vrijedit će relacija

$$T_1 = T_0 + \frac{c_0^2}{2c_p} = T_0\left(1 + \frac{c_0^2}{2c_p T_0}\right) \tag{14.90}$$

kojom je određena temperatura zraka pred kompresorom. Taj izraz se, međutim, odnosi na adijabatsku promjenu stanja. Stupanj djelovanja ulazne sapnice, koja nije ništa drugo nego difuzor, bit će

$$\eta_d = \frac{i_1' - i_0}{i_1 - i_0} = \frac{c_p(T_1' - T_0)}{c_0^2/2} \tag{14.91}$$

pa je temperatura na ulazu u kompresor

$$T_1' = T_0\left(1 + \eta_d \frac{c_0^2}{2c_p T_0}\right) \tag{14.92}$$

Tlak je na ulazu u kompresor uz adijabatsku promjenu stanja

$$p_1 = p_1' = p_0\left(\frac{T_1'}{T_0}\right)^{\frac{\varkappa}{\varkappa - 1}} \tag{14.93}$$

Nakon toga dolazi zrak u kompresor, u kojem se povećava entalpija zraka od i_1 do i_2, odnosno od i_1 do i_2' kad se uračuna stupanj djelovanja kompresije. Prema tome, mehanička energija potrebna da se zrak komprimira iznosi

$$w_k = i_2 - i_1 = \frac{i_2' - i_1}{\eta_K} = \frac{c_p}{\eta_K} T_1 \left(\frac{T_2'}{T_1} - 1\right) \tag{14.94}$$

Mehaničku energiju za pogon kompresora mora proizvesti plinska turbina ekspanzijom do tlaka p_4, koji valja tek odrediti. Mehanička energija proizvedena u plinskoj turbini bila bi

$$w_T = i_3 - i_4 + \eta_T(i_3 - i_4') = c_p \eta_T T_3\left(1 - \frac{T_4'}{T_3}\right) \tag{14.95}$$

Da bi se osigurala potrebna energija za komprimiranje, mora biti zadovoljena jednakost

$$w_K = \eta_m w_T \tag{14.96}$$

gdje je η_m mehanički stupanj djelovanja (trenje u ležajima i sl.)

Iz (14.96) valja odrediti tlak p_4 jer su sve druge veličine ili poznate ili se mogu odabrati kao parametri. Mehanička energija za komprimiranje (14.94) izračunava se pomoću funkcije Φ_K (14.14), a ona proizvedena u turbini na osnovi funkcije Φ_T (14.13). Pritom treba istaknuti da Φ_K vrijedi za omjer tlakova p_2/p_1, a funkcija Φ_T za omjer tlakova p_2/p_4. Tad se iz (14.96) dobiva

$$\Phi_T = \frac{\Phi_K}{\eta_m \eta_T \eta_K} \frac{T_1}{T_3} \tag{14.97}$$

Ta relacija odgovara brojniku izraza za efektivni stupanj djelovanja jednostavnog procesa s plinskom turbinom (14.24), dakako, uz uvjet da se brojnik izjednači s nulom i pođe od toga da je $\Theta = T_3/T_1$. Pomoću (14.97) moguće je naći i omjer tlakova p_2/p_4, a na osnovi njega i stvarnu temperaturu T_4 na izlazu iz turbine iz relacije (14.26).

Nakon izlaza iz turbine plinovi ekspandiraju do tlaka p_0, pa će – uz spomenute pretpostavke – kinetička energija jedinice mase plinova na izlazu iz cijevi biti

$$\frac{c_5^2}{2} = i_4 - i_5 = \eta_s(i_4 - i_5') \tag{14.98}$$

Tu je η_s stupanj djelovanja sapnice. Entalpije se daju i tad zamijeniti produktima specifičnih toplina i temperatura, pa je

$$\frac{c_5^2}{2} = \eta_s c_p T_4\left(1 - \frac{T_5'}{T_4}\right) \tag{14.99}$$

Budući da je riječ o ekspanziji, omjer temperatura T_5'/T_4 može se izraziti pomoću omjera tlakova p_4/p_0 analogno izrazu (14.11):

$$\frac{c_5^2}{2} = \eta_s c_p T_4\left[1 - \frac{1}{\left(\frac{p_4}{p_0}\right)^{\frac{\varkappa - 1}{\varkappa}}}\right] \tag{14.100}$$

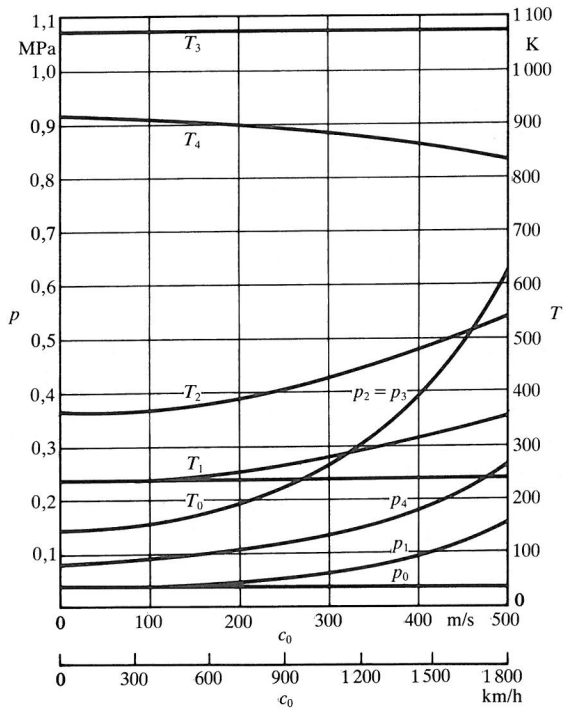
Potrebna količina goriva m_B u jedinici vremena proporcionalna je količini zraka m u jedinici vremena i razlici entalpija $i_3 - i_2$, a obrnuto je proporcionalna ogrjevnoj moći h_d, dakle

$$m_B = m \frac{i_3 - i_2}{h_d} \tag{14.101}$$

Pomoću relacije (14.101) unutrašnji se stupanj djelovanja nađe iz izraza

$$\eta_i = \frac{1}{2} \frac{c_5^2 - c_0^2}{i_3 - i_2} \tag{14.102}$$

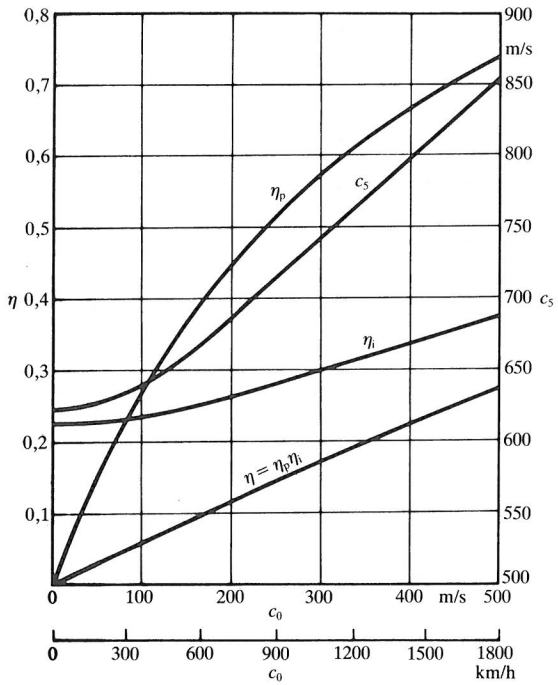
Kao što se vidi na sl. 14.45. i 14.46, prilike u reaktivnom motoru znatno ovise o brzini aviona c_0. Proračun je proveden uz konstantni omjer tlakova nakon kompresije i prije nje (p_2/p_1), te uz konstantnu temperaturu T_3 na ulazu u plinsku turbinu. Osim toga, analizirane su prilike u motoru za vrijeme leta na visini od 8 000 m, gdje je tlak p_0 i temperatura T_0.



Sl. 14.45. Tlakovi i temperature u reaktivnom motoru s plinskom turbinom. Pretpostavke: $p_0 = 0{,}0356$ MPa, $T_0 = 236$ K, što odgovara visini leta od 8 000 m, $p_2/p_1 = 4$, $T_3 = 1\,073$ K, $\eta_D = 0{,}88$, $\eta_k = 0{,}84$, $\eta_T = 0{,}88$, $\eta_S = 0{,}90$, $\eta_m = 0{,}98$.

I stupanj djelovanja propulzije η_p i unutrašnji stupanj djelovanja η_i rastu s povećanjem brzine aviona, pa stoga i ukupni energetski stupanj djelovanja η postaje veći. Unatoč tome, međutim, reaktivnom je motoru ukupni stupanj djelovanja vrlo nizak, pogotovo kad se uzme da vrlo velika većina aviona danas leti brzinom manjom od brzine zvuka, između 800 i 1 000 km/h.

Za manje brzine aviona, kad reaktivni motor ima vrlo malen ukupni stupanj djelovanja, izvodi se kombinacija reaktivnog pogona i pogona elisom. Tad plinska turbina tjera i kompresor i propeler, koji su smješteni na zajedničkoj osovini s



Sl. 14.46. Stupanj djelovanja propulzije η_p, unutrašnji stupanj djelovanja η_t i ukupni stupanj djelovanja η, te izlazna brzina c_5 u reaktivnom motoru s plinskom turbinom (pretpostavke kao za sl. 14.45)

plinskom turbinom. Takva je kombinacija pogodna jer propelerski pogon radi s boljim stupnjem djelovanja pri manjim brzinama.

Da bi se dovela veća masa zraka u sapnicu na izlazu, gradi se dvostrujni reaktivni pogon. Pritom plinska turbina ne tjera samo visokotlačni kompresor, u kojem se komprimira zrak potreban za izgaranje, nego i niskotlačni kompresor, iz kojeg zrak neposredno struji u sapnicu, pa tu zajednički djeluje s plinovima izgaranja. Takvom izvedbom nešto se smanjuje potrošnja goriva.

PETNAESTO POGLAVLJE

Strujanje tekućina

1. Svojstva tekućina

Strujanje tekućina ovisi o njihovim svojstvima, od kojih su najvažnija gustoća ϱ(kg/m^3), stlačivost $1/E$ (ms^2/kg), tlak isparivanja p_s (MPa = 10^6 N/m^2 = 10^6 kg/ms^2) i kinematička viskoznost ν (m^2/s).

Gustoća ϱ je masa tvari u volumenu od 1 m^3. Budući da se masa ne mijenja s promjenom ubrzanja Zemljine sile teže (gravitacije), ona ne ovisi ni o geografskoj širini ni o nadmorskoj visini. Voda ima gustoću $\varrho = 1\ 000$ kg/m^3 pri temperaturi od 4 °C = 277 K uz normalni tlak okoline (0,1 MPa).

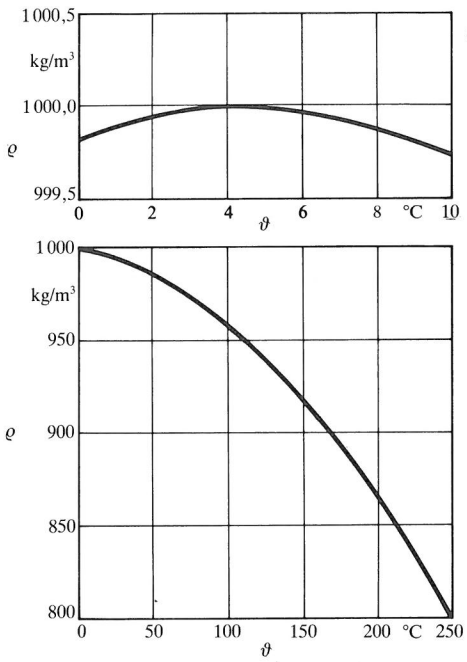
Gustoća je funkcija temperature i tlaka. Budući da je utjecaj tlaka vrlo malen, može se u većini slučajeva (npr. za sva stacionarna strujanja) smatrati da gustoća tekućine ovisi samo o temperaturi. Ona redovito opada s porastom temperature; voda je jedini izuzetak jer joj je maksimalna gustoća pri temperaturi od 4 °C. Led ima manju gustoću nego voda, te pliva na njoj i štiti je od smrzavanja.

Na sl. 15.1. prikazano je kako gustoća vode ovisi o temperaturi, posebno za područje temperatura od 0 do 250 °C (sl. 15.1a), a posebno za ono od 0 do 10 °C (sl. 15.1b).

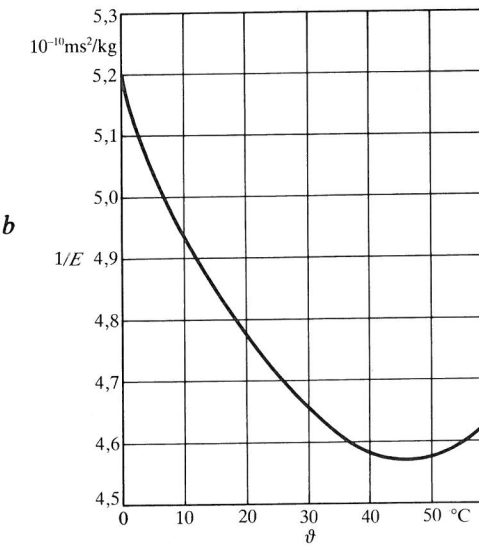
Stlačivost je svojstvo tekućine da joj se s porastom tlaka smanjuje volumen. Ona je jednaka relativnom smanjenju volumena po jedinici povećanja tlaka. Vrijednost stlačivosti $1/E$ (ms^2/kg) odgovara recipročnoj vrijednosti modula elastičnosti E, a funkcija je tlaka i temperature. Utjecaj tlaka, međutim, tako je malen da ga je opravdano zanemariti u usporedbi s utjecajem temperature. Stlačivost vode ovisno o temperaturi prikazana je na sl. 15.2. Minimalna vrijednost postiže se pri 46 °C.

Kad se razmatra stacionarno strujanje, pretpostavlja se da su tekućine nestlačive, dakle da je $1/E = 0$. Međutim pri nestacionarnom strujanju može se s dovoljnom točnošću zanemariti promjena vrijednosti stlačivosti i s tlakom i s temperaturom, pa proračune provesti sa srednjom vrijednošću. Tad se računa s ovim vrijednostima stlačivosti:

voda	$4{,}9 \cdot 10^{-10}$ ms^2/kg
sirova nafta	$6{,}4 \cdot 10^{-10}$ ms^2/kg
benzin	$11{,}3 \cdot 10^{-10}$ ms^2/kg



◀ Sl. 15.1. Ovisnost gustoće vode o temperaturi



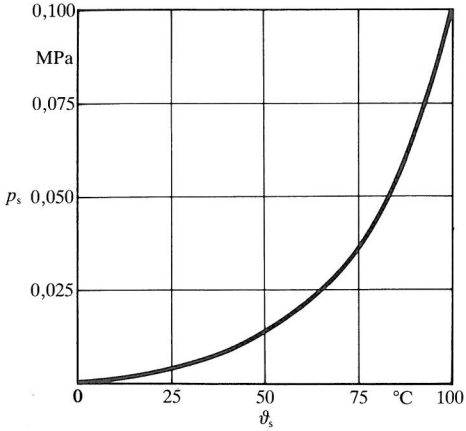
Sl. 15.2. Ovisnost vrijednosti stlačivosti vode o temperaturi

Padne li tlak na bilo kojem mjestu do tlaka isparivanja (7.4.1. petog poglavlja), tekućina će na tom mjestu ispariti i tako će biti spriječen dalji pad tlaka. U početku će nastati mali mjehurići pare, koji će se postepeno pretvarati u veće. Ta pojava može prekinuti strujanje tekućine. Kad tako stvoreni mjehuri pare strujanjem dođu u područje višeg tlaka, nastaje nagla kondenzacija, pa se oni brzo ispunjaju tekućinom. Ta se pojava naziva kavitacija, a praćena je više ili manje jakim šumom i naglim porastom tlaka (opažen je porast tlaka i do 100 MPa). Pri duljem pogonu postrojenja kavitacija može uzrokovati znatna oštećenja. Zbog toga i lokalna smanjenja tlaka, koja izazivaju pojavu kavitacije, treba bezuvjetno spriječiti.

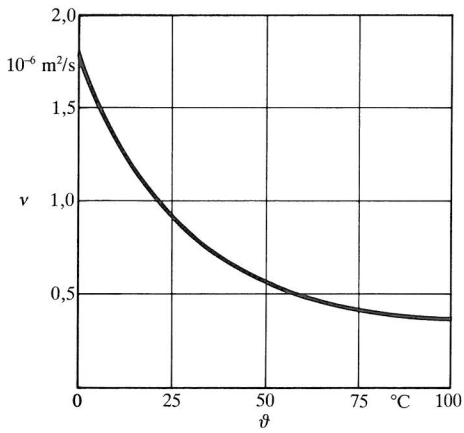
Tlak isparivanja, kako je pokazano u 7.4.1. petog poglavlja, ovisi o temperaturi tekućine. Na sl. 15.3. predočen je tlak isparivanja ovisno o temperaturi vode, za temperaturno područje između 0 i 100 °C. Za više temperature podaci se mogu naći u tabl. 5.8.

Znatnije pojave kavitacije u hidrauličkim strojevima ne izazivaju samo, kako je već spomenuto, kavitacijska oštećenja nego i smanjenje snage i stupnja djelovanja.

Ako se dva sloja tekućine pomiču klizeći jedan na drugome, nastaje na dodirnoj plohi naprezanje zbog smicanja, koje koči kretanje tekućine i zbog kojega se dio mehaničke energije tekućine pretvara u toplinu. Naprezanje zbog smicanja proporcionalno je produktu promjene brzine i vrijednosti dinamičke viskoznosti. Viskoznost je svojstvo tekućine. Dinamička viskoznost definirana je kao produkt kinematičke viskoznosti ν i gustoće tekućine ϱ. Kinematička viskoznost ima dimenziju m^2/s.



Sl. 15.3. Ovisnost tlaka isparivanja o temperaturi



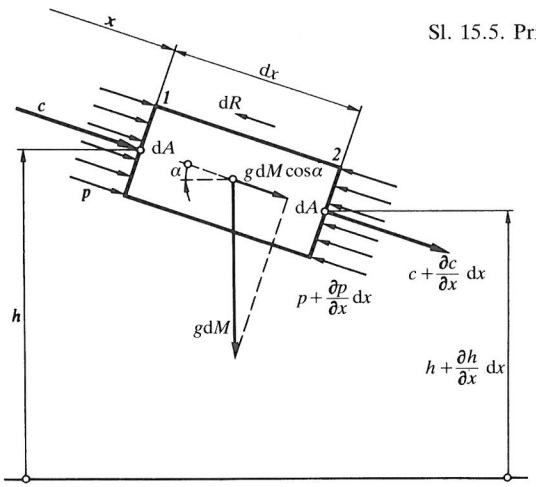
Sl. 15.4. Ovisnost kinematičke viskoznosti o temperaturi

Kinematička viskoznost funkcija je tlaka i temperature, ali je utjecaj tlaka tako malen da se može zanemariti. Ovisnost kinematičke viskoznosti vode o temperaturi prikazana je na sl. 15.4.

2. Jednadžba strujanja tekućina

2.1. Opća jednadžba strujanja

Na element tekućine duljine dx u m, koji je ograničen čeonim plohama 1 i 2 (sl. 15.5) površine dA u m^2, djeluju u smjeru strujanja x ove sile: tlakovi susjednih elemenata tekućine, komponenta sile teže, sila inercije i sila trenja.



Sl. 15.5. Prikaz djelovanja sila na element tekućine

Sila je zbog djelovanja susjednih elemenata

$$\mathrm{d}A\,(p_1 - p_2) = -\,\mathrm{d}A\,\frac{\partial p}{\partial x} = -\,\mathrm{d}M\,\frac{1}{\varrho}\,\frac{\partial p}{\partial x} \tag{15.1}$$

a komponenta sile teže u smjeru strujanja može se prikazati izrazom

$$g\,\mathrm{d}M\cos\alpha = g\,\mathrm{d}M\left(-\frac{\partial h}{\partial x}\right) \tag{15.2}$$

jer je $dM = \varrho\, dA\, dx$. Sila inercije u smjeru strujanja jednaka je produktu mase i ubrzanja, stoga će biti

$$dM \frac{dc}{dt} \tag{15.3}$$

U općem slučaju brzina c funkcija je vremena t i položaja elementa x, odakle je totalni diferencijal brzine

$$dc = \frac{\partial c}{\partial t} dt + \frac{\partial c}{\partial x} dx \tag{15.4}$$

pa je

$$\frac{dc}{dt} = \frac{\partial c}{\partial t} + \frac{\partial c}{\partial x} \frac{dx}{dt} \tag{15.5}$$

Budući da je $dx = c\, dt$, konačno se dobiva za silu inercije

$$dM \left(\frac{\partial c}{\partial t} + c \frac{\partial c}{\partial x} \right) \tag{15.6}$$

Ako se uvede specifični gubitak energije w_R u $kg\,m^2s^{-2}/kg = m^2s^{-2}$, koji se odnosi na jedinicu mase tekućine, a znači dio mehaničke energije tekućine koji se transformira u toplinu, sila trenja dade se prikazati izrazom

$$dR = - dM \frac{\partial w_R}{\partial x} \tag{15.7}$$

Uzevši sve promjene kao pozitivne, dobiva se

$$dM \left[\frac{1}{\varrho} \frac{\partial p}{\partial x} + gh \frac{\partial h}{\partial x} + \frac{\partial c}{\partial t} + c \frac{\partial c}{\partial x} + \frac{\partial w_R}{\partial x} \right] = 0 \quad (kg\,m\,s^{-2}) \tag{15.8}$$

odnosno

$$dM \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{p}{\varrho} + g\,h + \frac{1}{2} c^2 \right) + \frac{\partial w_R}{\partial x} + \frac{\partial c}{\partial t} \right] = 0 \quad (kg\,m\,s^{-2}) \tag{15.9}$$

Prema tome, jednadžba će strujanja za jedinicu mase biti

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{p}{\varrho} + g\,h + \frac{1}{2} c^2 \right) + \frac{\partial w_R}{\partial x} + \frac{\partial c}{\partial t} = 0 \quad (m\,s^{-2}) \tag{15.10}$$

Pomnože li se lijeva i desna strana jednadžbe sa dx, te integrira li se u granicama između 0 i x, izlazi

$$\frac{p}{\varrho} + gh + \frac{1}{2} c^2 + w_R + \int_0^x \frac{\partial c}{\partial t} dx = w_0 = \text{konst.} \tag{15.11}$$

To je opći izraz jednadžbe strujanja. Svim je članovima dimenzija m^2s^{-2}, što odgovara kvadratu brzine. Ta dimenzija jednaka je specifičnoj energiji jer energija ima dimenziju $kg\,m^2s^{-2}$, a specifična se energija odnosi na jedinicu mase.

Specifična energija w_0 na desnoj strani relacije (15.11), koja odgovara konstanti integracije, ukupna je specifična energija tekućine koja se ne mijenja sa strujanjem jer je zbroj svih specifičnih energija konstantan, što je u skladu sa stavkom o održanju energije (prvi glavni stavak termodinamike, 3. odjeljak petog poglavlja).

U stacionarnom strujanju sve su veličine neovisne o vremenu, pa ovise samo o x, odnosno o položaju promatranog elementa tekućine. Tad ni brzina c ne ovisi o vremenu jer je diferencijalni kvocijent $\partial c/\partial t = 0$. Stoga za stacionarno strujanje peti član u (15.11) postaje jednak nuli, pa jednadžba strujanja ima oblik

$$\frac{p}{\varrho} + gh + \frac{1}{2}c^2 + w_R = w_0 = \text{konst.} \tag{15.12}$$

U izrazu (15.12) prvi je član specifična energija tlaka, drugi specifična potencijalna energija, treći je specifična kinetička energija tekućine, a četvrti član izražava specifične gubitke energije za vrijeme strujanja, koji su jednaki transformaciji mehaničke energije tekućine u toplinu tijekom strujanja, što je posljedica trenja. Dakle unatoč tome što je ukupna specifična energija w_0 konstantna, uzduž puta strujanja nastaje transformacija jednog oblika energije u druge.

Ako se zanemari trenje, postaje $w_R = 0$, pa se dobiva najjednostavnija jednadžba strujanja

$$\frac{p}{\varrho} + gh + \frac{1}{2}c^2 = w_0 = \text{konst.} \tag{15.13}$$

Jednadžba (15.11), odnosno (15.12) i (15.13), obično se naziva Bernoullieva jednadžba.

2.2. Jednadžba kontinuiranosti

Jednadžba kontinuiranosti izvedena je u 3.3. jedanaestog poglavlja. Za tekućine ona se obično piše u obliku

$$A\,\varrho\,c = m = \text{konst.} \tag{15.14}$$

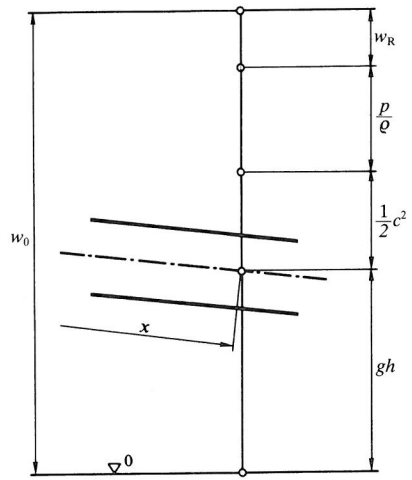
gdje je m masa tekućine u jedinici vremena. Budući da se normalno računa da je tekućina nestlačiva ($\varrho = \text{konst.}$), može se jednadžbu kontinuiranosti napisati u obliku

$$A\,c = \frac{m}{\varrho} = Q = \text{konst.} \tag{15.15}$$

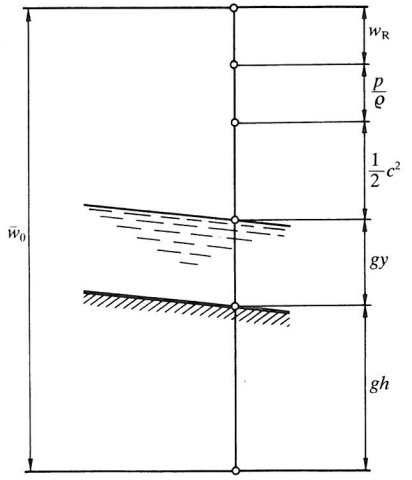
gdje je Q protok (m^3) u jedinici vremena.

2.3. Stacionarno strujanje

Na sl. 15.6. prikazana je Bernoullieva jednadžba za srednju strujnicu cijevi, kroz koju protječe tekućina, a sl. 15.7. odnosi se na strujnicu na površini vode u kanalu.



Sl. 15.6. Prikaz Bernoullieve jednadžbe za srednju strujnicu cijevi



Sl. 15.7. Prikaz Bernoullieve jednadžbe za strujnicu na površini vode u kanalu

Ukupna je specifična energija w_0 konstantna uzduž cijelog cjevovoda (sl. 15.6), odnosno cijelog kanala (sl. 15.7) u svim slučajevima kad nema ni izmjene mehaničke energije ni prijelaza topline između tekućine i stijenki cijevi ili kanala. U idealnom slučaju, kad mehanička energija, odnosno zbroj prvih triju članova u (15.12), ostaje konstantna, govori se o idealnoj tekućini jer tad i unutrašnja energija ostaje konstantna, zbog toga što je i četvrti član izraza (15.12) konstantan.

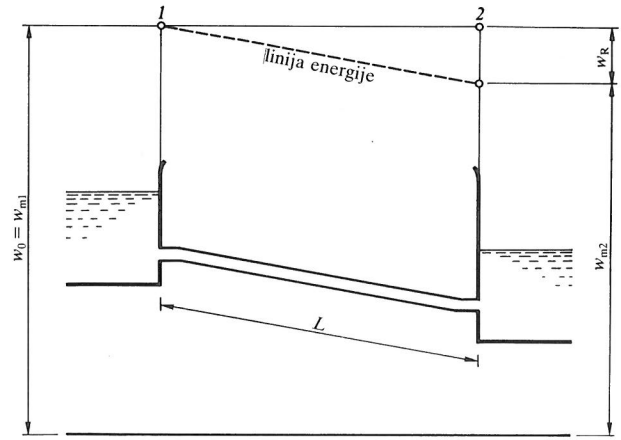
U prirodi međutim svako strujanje tekućine spojeno je s trenjem, što znači da se dio mehaničke energije preko topline pretvara u unutrašnju energiju. Zato se mehanička energija tekućine smanjuje u smjeru strujanja.

Ako se mehanička energija tekućine označi sa w_m, što odgovara zbroju prvih triju članova u (15.12), gubitak mehaničke energije zbog trenja u smjeru strujanja određuje se iz relacije

$$i_m = \frac{\partial w_m}{\partial x} = -\frac{\partial w_R}{\partial x} \tag{15.16}$$

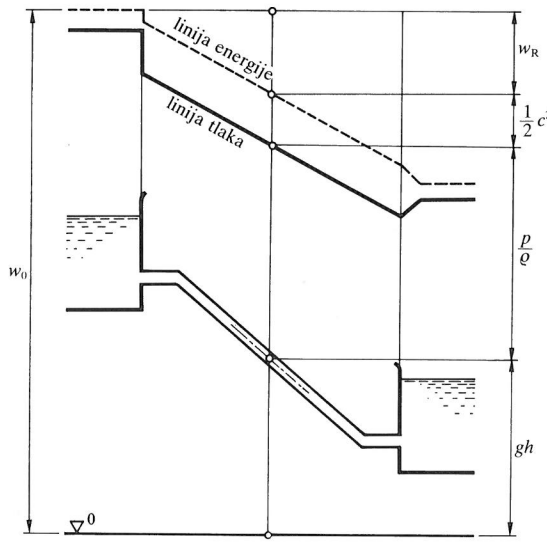
Taj gubitak po jedinici puta strujanja ovisi o obliku puta strujanja (dimenzije i oblik presjeka cijevi ili kanala, eventualne promjene smjera strujanja, svojstvo površina stijenki koje se dodiruju s tekućinom), o protoku (m^3/s) i o svojstvima tekućine.

Na sl. 15.8. predočena je promjena mehaničke energije kao posljedica strujanja kroz cijev između dva rezervoara. Radi jednostavnijeg računanja pretpostavljeno je da su gubici nastali trenjem u presjeku 1 jednaki nuli, pa je zato mehanička energija jednaka ukupnoj energiji ($w_{m1} = w_0$).



Sl. 15.8. Prikaz gubitaka mehaničke energije u cijevi

Da se spoznaju prilike u nekom postrojenju, pogodno je promatrati promjene mehaničke energije i promjene tlaka. To je moguće na osnovi grafičkog prikaza Bernoullieve jednadžbe uzduž puta strujanja, analogno prikazu na sl. 15.8, na kojoj je predočena linija energije.



Sl. 15.9. Primjer linije energije i linije tlaka za strujanje tekućine kroz cijev

Na sl. 15.9. nacrtane su linija energije i linija tlaka za strujanje kroz cijev između dva rezervoara. Kad se određuju spomenute linije, povoljno je računati s apsolutnim tlakovima, da bi se uvidjela eventualna opasnost od kavitacije. Ako se od ukupne energije odbiju gubici zbog trenja, dobiva se linija energije. Na sl. 15.9. predočeni su gubici energije na ulazu iz cijevi i na njezinu izlazu. Ako se od linije energije odbije kinetička energija, dobiva se linija tlaka. Na ulazu u cijev pojavljuju se gubici energije, ali je pad tlaka znatno veći od gubitaka energije jer se na ulazu u cijev povećava brzina, odnosno povećava se kinetička energija. Obrnuta pojava nastaje na izlazu iz cijevi, kad se smanjuje brzina strujanja uz porast tlaka.

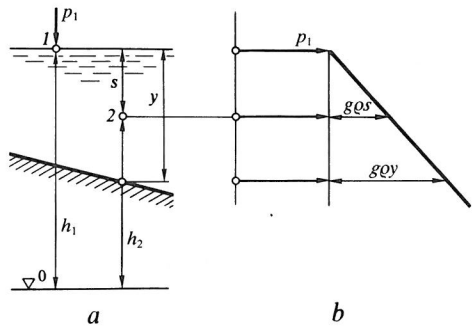
Ako je riječ o strujanju u kanalu, tlak je na površini vode konstantan i jednak tlaku okoline. Stoga je linija tlaka paralelna s površinom vode u kanalu, i to po cijeloj njegovoj duljini.

2.4. Tekućina u mirovanju

Za tekućinu u mirovanju vrijedi također Bernoullieva jednadžba, i to u obliku

$$\frac{p}{\varrho} + gh = w_0 = \text{konst.} \tag{15.17}$$

jer je $c = 0$ i $w_R = 0$. Gubici nastali trenjem jednaki su nuli zbog toga što ni njih nema bez strujanja. Iz relacije (15.17) izlazi da je ukupna energija, koja se može nazvati statičkom, u svim točkama konstantna i jednaka zbroju energije tlaka i potencijalne energije.



Sl. 15.10. Ovisnost tlaka u tekućini u mirovanju o položaju ispod površine vode

Promatra li se točka 1 na površini tekućine (sl. 15.10a) i točka 2 na dubini s ispod površine tekućine, dade se prema (15.17) postaviti relacija

$$\frac{p_1}{\varrho} + gh_1 = \frac{p_2}{\varrho} + gh_2 \tag{15.18}$$

odnosno

$$p_2 = p_1 + g\,\varrho(h_1 - h_2) = p_1 + g\,\varrho\,s \tag{15.19}$$

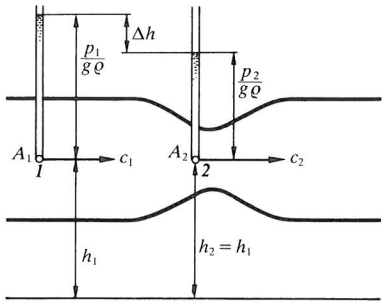
Prema tome, tlak se u tekućini (hidrostatski tlak) povećava za iznos proporcionalan visini stupca tekućine iznad promatrane točke (sl. 15.10b).

2.5. Primjena Bernoullieve jednadžbe

2.5.1. Mjerenje protoka pomoću venturijske sapnice

Venturijskom sapnicom naziva se cijev kojoj se smanjuje promjer (sl. 15.11). Pretpostavit će se da je cijev položena vodoravno. Za presjeke 1 i 2 na sl. 15.11. postavlja se Bernoullieva jednadžba

$$\frac{p_1}{\varrho} + \frac{1}{2}c_1^2 + gh_1 = \frac{p_2}{\varrho} + \frac{1}{2}c_2^2 + gh_2 \tag{15.20}$$



Sl. 15.11. Primjer strujanja kroz venturijsku cijev

Postave li se cijevi malog promjera (piezometarske cijevi) u točke 1 i 2, pojavit će se u njima stupac tekućine proporcionalan tlaku. Visina stupca bit će $p/g\varrho$, pa razlika stupaca tekućine u točkama 1 i 2 iznosi

$$h = \frac{p_1 - p_2}{g\varrho} \tag{15.21}$$

Ako se tad podijeli izraz (15.20) sa g, te uzme da je $h_1 = h_2$, jer je cijev položena vodoravno, izlazi

$$\frac{p_1 - p_2}{g\varrho} = \Delta h = \frac{c_2^2 - c_1^2}{2g} \tag{15.22}$$

Budući da mora biti zadovoljena jednadžba kontinuiranosti (15.15)

$$A_1 c_1 = A_2 c_2 = Q \tag{15.23}$$

opravdano je izraz (15.22) napisati u obliku

$$\Delta h = \frac{A_2^2 c_2^2}{2g}\left(\frac{1}{A_2^2} - \frac{1}{A_1^2}\right) \tag{15.24}$$

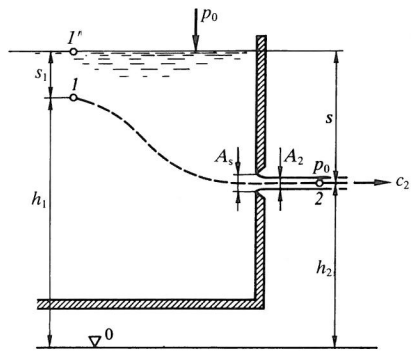
Postavi li se još da je $A_2 c_2 = Q$, gdje je Q protok u m^3/s, konačno se dobiva

$$Q = \sqrt{\frac{2g\,\Delta h}{\frac{1}{A_2^2} - \frac{1}{A_1^2}}} \tag{15.25}$$

Na taj se način za određeni oblik cijevi (površina presjeka A_1 i A_2) određuje protok iz razlike visine stupaca tekućine u piezometarskim cijevima. To se u praksi i ostvaruje ugradnjom venturijske sapnice u cjevovod. Da bi se točno odredio protok, potrebno je pred korijen u izrazu (15.25) postaviti još koeficijent trenja (manji od 1), koji se ustanovi na osnovi pokusa.

2.5.2. Istjecanje kroz mali otvor

Za istjecanje kroz mali otvor (sl. 15.12) također vrijedi Bernoullieva jednadžba. Promotrit će se najprije strujanje tekućine od točke 1 u rezervoaru, u kojem se održava konstantna razina tekućine dotjecanjem upravo onolike količine koliko istječe kroz sapnicu na stijenci rezervoara. Ako tekućina struji od točke 1 do točke 2 u mlazu istjecanja, vrijedi jednakost



Sl. 15.12. Primjer istjecanja kroz mali otvor

$$\frac{p_1}{\varrho}+\frac{1}{2}c_1^2+gh_1=\frac{p_0}{\varrho}+\frac{1}{2}c_2^2+gh_2 \tag{15.26}$$

jer na mlaz djeluje tlak okoline p_0. Analogna jednadžba može se postaviti za strujanje od 1′ do 1, pa je

$$\frac{p_0}{\varrho}+\frac{1}{2}c_{1'}^2+g(h_1+s_1)=\frac{p_1}{\varrho}+\frac{1}{2}c_1^2+gh_2 \tag{15.27}$$

Brzina je $c_{1'}=0$ jer se razina tekućine održava konstantnom, a brzina c_1 približno je jednaka nuli zbog relativno velikog rezervoara u usporedbi s otvorom sapnice. Prema tome, energija bi tlaka u točki 1 bila

$$\frac{p_1}{\varrho}=\frac{p_0}{\varrho}+g\,s_1 \tag{15.28}$$

što odgovara prilikama kad tekućina miruje (2.4. ovog poglavlja).

Uvrsti li se izraz (15.28) u (15.26), te uzme da je $c_1=0$, kako je već prikazano, dobiva se

$$\frac{1}{2}c_2^2=g(h_1+s_1-h_2)=g\,s \tag{15.29}$$

Pritom je na desnoj strani jednadžbe upravo razlika s između razine tekućine u rezervoaru i simetrale otvora na njegovoj stijenci.

Iz relacije (15.29) određuje se brzina istjecanja

$$c_2 = \sqrt{2gs} \tag{15.30}$$

Ako je površina presjeka mlaza A_2, protok Q koji istječe bit će

$$Q = A_2 c_2 = A_2 \sqrt{2gs} \tag{15.31}$$

Budući da nastaje kontrakcija mlaza, površina presjeka mlaza A_s manja je od površine presjeka sapnice A_2, što je definirano koeficijentom kontrakcije

$$\psi = \frac{A_2}{A_s} \tag{15.32}$$

Osim toga, da bi se unijelo i trenje tekućine, zbog kojeg je brzina istjecanja nešto manja od određene prema (15.30), uvodi se koeficijent brzine φ, pa se protok izračunava iz relacije

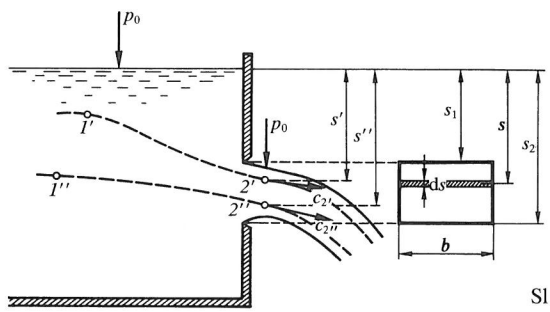
$$Q = \psi\varphi A_s \sqrt{2gs} = A_s \mu \sqrt{2gs} \tag{15.33}$$

gdje je $\mu = \varphi\psi$ koeficijent istjecanja.

Taj se koeficijent ustanovljuje eksperimentalno, a ovisi o svojstvima tekućine, o obliku otvora, o položaju otvora s obzirom na dno posude itd. Keoficijent brzine za vodu iznosi $\varphi \approx 0{,}97$, a koeficijentu kontrakcije ψ vrijednosti su od 0,60 do 0,65; vrijednost mu je manja uz veću površinu otvora i kad je otvor više udaljen od površine vode.

2.5.3. Istjecanje kroz velike otvore

Kad je riječ o velikim otvorima (sl. 15.13), valja napomenuti da će pojedine strujnice biti različito udaljene od razine tekućine, pa zato treba očekivati i bitno različite brzine strujanja u pojedinim visinama presjeka mlaza. Te razlike u brzinama pri istjecanju kroz male otvore mogle su se zanemariti.



Sl. 15.13. Primjer istjecanja kroz veliki otvor

Ako se napišu Bernoullieve jednadžbe npr. za strujnice 1′ – 2′ i 1″ – 2″ (sl. 15.13), pa se uzme da je $c_{1'} = 0$ i $c_{1''} = 0$, kako je pretpostavljeno kad se razmatralo istjecanje kroz mali otvor (2.5.2. ovog poglavlja), te ako se računa da u presjeku mlaza u točkama 2′ i 2″ vlada tlak okoline p_0, brzine u točkama 2′ i 2″ nađu se iz relacije

$$c_{2'} = \sqrt{2g\,s'};\quad c_{2''} = \sqrt{2g\,s''} \tag{15.34}$$

s tim da je $c_{2''} > c_{2'}$ jer je $s'' > s'$.

Uračunavši koeficijent istjecanja μ, a promatrajući diferencijalnu površinu presjeka širine b i visine ds, koja je na okomitoj udaljenosti s od razine tekućine u rezervoaru, diferencijalni protok kroz diferencijalnu površinu daje jednadžba

$$\mathrm{d}Q = \mu\, b\, \mathrm{d}s \sqrt{2g\,s} \tag{15.35}$$

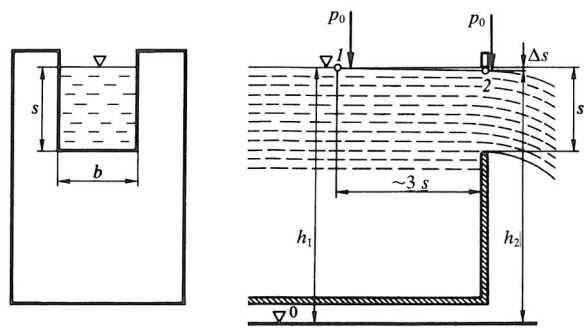
koja odgovara izrazu (15.33). Ukupni protok kroz otvor dobiva se integrirajući relaciju (15.35) u granicama s_1 i s_2, pa je

$$Q = \frac{2}{3}\mu\, b \sqrt{2g}\,(\sqrt{s_2^3} - \sqrt{s_1^3}) \tag{15.36}$$

2.5.4. Istjecanje preko preljeva

Analogno razmatranje provodi se i za istjecanje preko preljeva (sl. 15.14). Tada se može postaviti da je $s_1 = 0$ i $s_2 = s$, pa izraz (15.36) prelazi u

$$Q = \frac{2}{3}\mu\, b\, s \sqrt{2g\,s} \tag{15.37}$$



Sl. 15.14. Primjer istjecanja preko preljeva

Mjerodavna visina s određuje se na dovoljno velikoj udaljenosti od preljeva (oko 3 s) jer se razina tekućine u blizini otvora spušta za iznos koji odgovara povećanju brzine u profilu preljeva. To sniženje razine također se izračunava pomoću Bernoullieve jednadžbe, koja se za točke 1 i 2 (na sl. 15.14) dade napisati u obliku

$$\frac{p_0}{\varrho} + g\,h_1 = \frac{p_0}{\varrho} + \frac{1}{2}c_2^2 + g\,h_2 \tag{15.38}$$

Pretpostavljeno je naime da je $c_1 = 0$. Sniženje će razine biti

$$h_1 - h_2 = \Delta s = \frac{c_2^2}{2g} \tag{15.39}$$

Koeficijent istjecanja μ ustanovljuje se pokusom. U priručnicima su različite formule za njegovo određivanje (to vrijedi i za istjecanje kroz velike otvore). Pri upotrebi tih formula valja se pridržavati ograničenja unutar kojih one vrijede.

3. Strujanje tekućine u cijevima

3.1. Općenito

Strujanje u cijevima je strujanje pod tlakom, tj. tečenje bez slobodne površine. Ono se pojavljuje npr. u vodovodnim cijevima, u tlačnim cjevovodima i u tlačnim tunelima za dovod vode u hidroelektranama i sl.

3.2. Gubici energije zbog strujanja u cjevovodima

Polazeći od Bernoullieve jednadžbe (15.12) može se za dvije točke između kojih je potrebno odrediti gubitke energije postaviti relacija

$$w_R(Q) = \frac{\alpha}{2}(c_1^2 - c_2^2) + g(h_1 - h_2) + \frac{1}{\varrho}(p_1 - p_2) \tag{15.40}$$

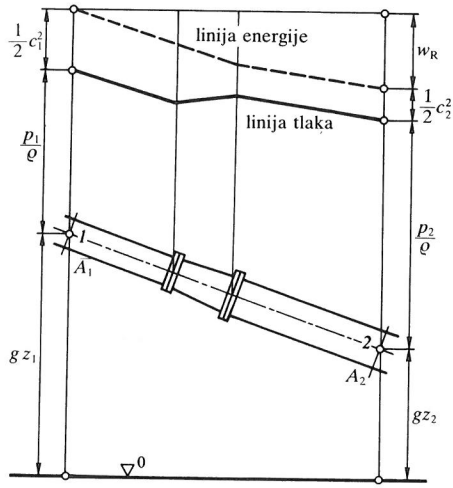
Točka 1 odgovara početku, a točka 2 kraju promatrane cijevi (sl. 15.15). Uz zadane dimenzije i položaj cijevi gubici su samo funkcija protoka Q. Koeficijent α odnosi se na raspodjelu brzina po presjeku cijevi, koji je određen iz relacije

$$\alpha = \frac{1}{c_m^3 A}\int_0^A c^3 \, dA \tag{15.41}$$

gdje je c_m srednja brzina. U (15.40) c_1 i c_2 znače srednje brzine u presjeku 1 i 2, određene kao omjer protoka Q i površine presjeka A.

Pomoću gubitaka energije u (15.40) dade se izračunati koeficijent gubitaka, koji je definiran kao omjer između gubitaka i kinetičke energije u nekom presjeku. Prema tome, koeficijent je gubitaka

$$\zeta = 2\frac{w_R}{c^2} \tag{15.42}$$



Sl. 15.15. Uz izraz (15.40) za određivanje gubitaka energije pri strujanju u cijevi

gdje je c brzina strujanja. Koeficijent gubitaka može biti zadan s obzirom na srednju brzinu na ulazu u cijev ili na srednju brzinu na njezinu izlazu, što je potrebno navesti uz vrijednosti za koeficijent gubitaka. Ponekad se koeficijent gubitaka uzima s obzirom na razliku kvadrata srednjih brzina u dva presjeka. Tako je za presjeke 1 i 2 koeficijent gubitaka definiran relacijom

$$\zeta_{1-2} = 2\frac{w_R}{c_1^2 - c_2^2} \tag{15.43}$$

ali s tim da je on uvijek pozitivan.

Za ravne okrugle cijevi konstantna promjera koeficijent gubitaka obično se zadaje reduciran na omjer duljine L i promjera D, pa takav reducirani koeficijent gubitaka izražava relacija

$$\lambda = \frac{\zeta}{L/D} \tag{15.44}$$

Ako je cijev konstantna promjera, brzina strujanja na cijeloj njezinoj duljini ostaje konstantna. Tad nestaje prvi član u relaciji (15.40), pa će izraz za gubitke energije biti

$$w_R(Q) = g(h_1 - h_2) + \frac{1}{\varrho}(p_1 - p_2) \tag{15.45}$$

Ako je, osim toga, još i cijev vodoravna, nestaje i drugi član u (15.40), te izlazi

$$w_R(Q) = \frac{1}{\varrho}(p_1 - p_2) \tag{15.46}$$

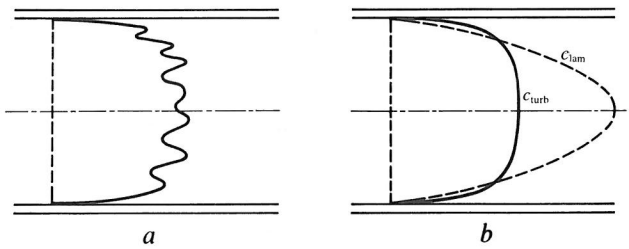
3.3. Gubici u ravnim cijevima

3.3.1. Laminarno i turbulentno strujanje

Strujanje može biti laminarno, sređeno – kad sve strujnice teku paralelno s osi cijevi, ili turbulentno, nesređeno – kad se pojavljuje jako miješanje čestica tekućine, pa ne mogu ni nastati stacionarne strujnice.

Laminarno je strujanje u stvarnosti rijetko, a ostvaruje se samo uz male brzine strujanja. Poveća li se naime brzina strujanja u cijevi, ono će nakon prekoračenja stanovite brzine prijeći iz laminarnog u turbulentno, koje karakterizira potpuno nepravilno kretanje pojedinih čestica tekućine. Uvede li se npr. obojena tekućina u cijev kojom struji neka tekućina, tok obojene tekućine bit će vidljiv i izrazito odijeljen od susjednih tokova ako je u cijevi ostvareno laminarno strujanje. Ako je, međutim, u njoj turbulentno strujanje, sva će se tekućina u cijevi obojiti, što znači da će nastati intenzivno miješanje tekućine. Staze su pojedinih čestica tekućine nepravilne, a brzina strujanja ima osim glavne komponente, u smjeru osi cijevi, još i bočne komponente. Dalja je karakteristika turbulentnog strujanja nestacionarnost, što znači da su brzine strujanja u pojedinim točkama promjenljive i po smjeru i po vrijednosti.

Zato se pri turbulentnom strujanju i računa s vremenski srednjim vrijednostima brzina kao s vrijednošću brzine u nekoj točki. Profil momentalnih vrijednosti brzina u nekoj cijevi u kojoj tekućina struji turbulentno prikazan je na sl. 15.16a, a vremenski srednje vrijednosti brzina daju profil kao na sl. 15.16b. Na istoj je slici radi usporedbe nacrtan profil za laminarno strujanje uz napomenu da on vrijedi i za momentalne i za vremenski srednje vrijednosti brzina.



Sl. 15.16. Trenutne (a) i srednje (b) vrijednosti brzina pri turbulentnom strujanju

Pokusi pokazuju da će laminarno strujanje prijeći u turbulentno kad bude premašena određena vrijednost Reynoldsove značajke definirane relacijom

$$Re = \frac{c\,D}{\nu} \tag{15.47}$$

gdje je c srednja brzina strujanja (određena omjerom protoka Q i površine presjeka A), D je promjer cijevi, a ν kinematička viskoznost. Laminarno strujanje

prijeći će u turbulentno kad bude postignuto da je $Re = 2\ 320$. Ta se vrijednost Reynoldsove značajke naziva kritičnom vrijednošću. To znači da će laminarno strujanje prijeći u turbulentno ne samo s porastom brzine nego i s povećanjem promjera cijevi. Ono će također postati turbulentno ako se uz nepromijenjenu brzinu i promjer smanji kinematička viskoznost tekućine (npr. povisi li se temperatura vode, prema sl. 15.4).

Pojava turbulencije nije još rastumačena, a kritična vrijednost Reynoldsove značajke ima samo statističku vrijednost jer nije utvrđena teorijskim razmatranjima.

Treba napomenuti da je uspjelo, uz naročito povoljne prilike (cijev priključena na rezervoar s potpuno smirenom tekućinom, cijev izolirana od vanjskih vibracija i sl.), ostvariti laminarno strujanje i uz znatno veće vrijednosti Reynoldsove značajke. Stoga njezina navedena kritična vrijednost gubi svoje apsolutno značenje, ali je za praksu stvarna granična vrijednost. Ako se naime cijev, u kojoj strujanje ima Reynoldsovu značajku znatno manju od kritične vrijednosti, namjerno izvrgne vibracijama, strujanje će postati turbulentno. Ali prestanu li vibracije, strujanje će ponovno biti laminarno. Ako je međutim Reynoldsova značajka veće vrijednosti od kritične, i nakon prestanka smetnji strujanje ostaje turbulentno. Prema tome, laminarno je strujanje stabilno kad je $Re < 2\ 320$, a labilno je za $Re > 2\ 320$.

3.3.2. Gubici u ravnim cijevima pri laminarnom strujanju

Strujnice pri laminarnom strujanju, kako je već spomenuto, paralelne su s osi cijevi. Budući da slojevi tekućine struje različitim brzinama, klize jedan po drugome i proizvode naprezanja, koja su karakterizirana silom

$$\tau = \varrho \nu \frac{\mathrm{d}c}{\mathrm{d}r} \tag{15.48}$$

što odgovara produktu dinamičke viskoznosti i gradijenta brzine.

Na cilindar tekućine duljine $\mathrm{d}x$ i polumjera r (sl. 15.17) djeluje u smjeru strujanja sila tlaka kao posljedica razlike tlakova na čeone plohe cilindra. Ta je sila

$$\pi r^2 (p_1 - p_2) = -\pi r^2 \frac{\partial p}{\partial x} \mathrm{d}x \tag{15.49}$$

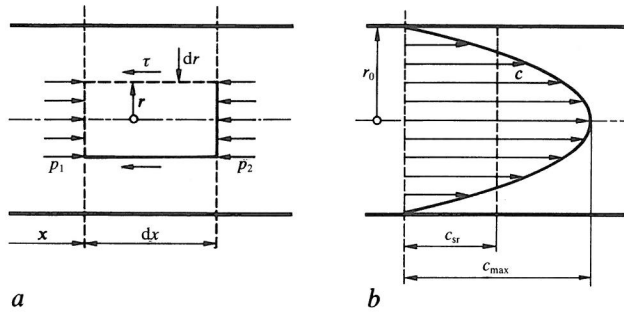
U suprotnom smislu djeluje sila koja je posljedica trenja među slojevima tekućine. Njezino je hvatište na površini plašta cilindra i proporcionalna je površini plašta i sili τ (15.48), pa je

$$2\pi r \,\mathrm{d}x\, \tau = 2r \,\mathrm{d}x\, \varrho \nu \frac{\mathrm{d}c}{\mathrm{d}r} \tag{15.50}$$

U stacionarnom stanju obje su sile u ravnoteži, stoga se izjednačivši izraze (15.48) i (15.49) dolazi do diferencijalne jednadžbe laminarnog strujanja

$$2\nu\frac{\mathrm{d}c}{\mathrm{d}r} = -\frac{1}{\varrho}\frac{\partial p}{\partial x}r = i_{\mathrm{R}}\,r \tag{15.51}$$

gdje je i_{R} gubitak tlaka po jedinici duljine cijevi.



Sl. 15.17. Laminarno strujanje u ravnoj cijevi: a) sile na zamišljeni valjak tekućine, b) profil brzina u presjeku cijevi

Gubitak energije jednak je za sve strujnice laminarnog strujanja, pa se integriranjem relacije (15.51) dobiva

$$c = -\frac{1}{4\nu}i_{\mathrm{R}}\,r^2 + \mathrm{K} \tag{15.52}$$

Vrijednost integracione konstante K izračunava se iz rubnog uvjeta. Neposredno uz stijenku cijevi, za $r = r_0$, brzina je $c = 0$, odakle izlazi

$$\mathrm{K} = \frac{1}{4\nu}i_{\mathrm{R}}\,r_0^2 = c_{\max} \tag{15.53}$$

jer se uz r_0 dolazi do maksimalne vrijednosti brzine. Uvrsti li se K u (15.52), bit će

$$c = \frac{1}{4\nu}i_{\mathrm{R}}\,(r_0^2 - r^2) = c_{\max}\left(1 - \frac{r^2}{r_0^2}\right) \tag{15.54}$$

Ta jednadžba zapravo je jednadžba profila vrijednosti brzina u svakoj ravnini koja prolazi kroz os cijevi. Profil vrijednosti brzina ima oblik rotacionog paraboloida.

Protok kroz cijev može se odrediti iz integrala

$$Q = \int_0^{r_0} c\,2r\,\pi\,\mathrm{d}r = \frac{\pi}{2\nu}i_{\mathrm{R}}\int_0^{r_0}(r_0^2 - r^2)\,r\,\mathrm{d}r \tag{15.55}$$

$$Q = \frac{i_{\mathrm{R}}}{8\nu}r_0^4\,\pi \tag{15.56}$$

Ako se protok podijeli površinom presjeka cijevi $A = r_0^2\,\pi$, rezultat je srednja brzina strujanja

$$c_{sr} = \frac{Q}{A} = \frac{i_R}{8\nu} r_0^2 \tag{15.57}$$

Prema tome, u usporedbi sa (15.53) dolazi se do zaključka da je srednja brzina upravo jednaka polovici maksimalne.

Iz jednadžbe (15.56) izračuna se gubitak energije tlaka i_R, pa je

$$i_R = \frac{8}{\pi} \nu \frac{Q}{r_0^4} \approx 2{,}546\, \nu \frac{Q}{r_0^4} \tag{15.58}$$

Gubitak energije pri laminarnom strujanju proporcionalan je protoku i obrnuto je proporcionalan četvrtoj potenciji polumjera. Taj gubitak energije odnosi se na jedinicu duljine cijevi, prema (15.51), pa će gubitak energije za cijev duljine L biti

$$w_R = i_R L = \frac{8}{\pi} \frac{Q}{r_0^4} L \approx 2{,}546\, \nu \frac{Q}{r_0^4} L \tag{15.59}$$

Gubitak energije izražava se i pomoću srednje brzine iz (15.57), dakle

$$w_R = 8\, \nu \frac{c_{sr}}{r_0^2} L \tag{15.60}$$

Koeficijent gubitaka ζ određen prema (15.42) iznosi

$$\zeta = 16 \frac{\nu}{c_{sr} r_0^2} L \tag{15.61}$$

a reducirani će koeficijent gubitaka, prema (15.44), biti

$$\lambda = \zeta \frac{D_0}{L} = 64 \frac{\nu}{c_{sr} D_0} \tag{15.62}$$

gdje je uzeto da je promjer cijevi $D_0 = 2r_0$. Pođe li se od izraza (15.47) kojim je definirana Reynoldsova značajka, nastaje jednostavan izraz za reducirani koeficijent gubitaka

$$\lambda = \frac{64}{Re} \tag{15.63}$$

prema kojem je on obrnuto proporcionalan Reynoldsovoj značajci.

Pomoću reduciranog koeficijenta λ izračunava se gubitak energije iz formule

$$w_R = \lambda \frac{L}{D} \frac{c_{sr}^2}{2} \tag{15.64}$$

do koje se dolazi na osnovi izraza (15.42) i (15.44). Ako se srednja brzina strujanja prikaže kao omjer protoka Q i površine presjeka cijevi $A = D_0^2\, \pi/4$, gubitak je energije

$$w_R = 0{,}81\, \lambda \frac{Q^2}{D^5} L \tag{15.65}$$

Prema tome, gubici energije proporcionalni su reduciranom koeficijentu λ, kvadratu protoka Q i duljini cijevi, a obrnuto su proporcionalni petoj potenciji slobodnog promjera cijevi.

Iz provedene analize izlazi da gubitak energije tlaka u laminarnom strujanju ne ovisi o hrapavosti površine cijevi. To znači da se pri laminarnom strujanju stijenke cijevi ponašaju kao da su hidraulički glatke.

U tehničkim postrojenjima vrlo su rijetka laminarna strujanja. Reynoldsova značajka manja od 2 320 postiže se samo za vrlo male promjere cijevi i vrlo viskozne tekućine. Tako za vodu s kinematičkom viskoznošću $\nu = 1 \cdot 10^{-6}\ \mathrm{m^2\,s^{-1}}$ koja struji kroz cijev slobodna promjera od 100 mm, Reynoldsova značajka bit će postignuta već za srednju brzinu $c_{sr} = 0{,}0232\ \mathrm{ms^{-1}}$, što odgovara protoku od $0{,}000\,182\ \mathrm{m^3\,s^{-1}}$. A to su znatno manja brzina i znatno manji protok od onih za koje se upotrebljavaju cijevi spomenuta promjera.

3.3.3. Gubici u ravnim cijevima pri turbulentnom strujanju

Gotovo je svako strujanje u cijevima tehničkih postrojenja turbulentno. Stoga je od velike praktičke važnosti da se što točnije odrede gubici energije pri turbulentnom strujanju. Egzaktan izvod formule kojom se izračunavaju gubici energije, kao pri laminarnom strujanju, međutim, nije moguć zbog kompliciranosti gibanja tekućine. U literaturi ima zato više formula kojima se više ili manje točno određuje reducirani koeficijent λ. Sve te formule temelje se na pokusima. U najnovije vrijeme, međutim, na osnovi eksperimenata i uvođenja novih pojmova – putovi miješanja i prividna naprezanja zbog turbulentnog strujanja – postalo je moguće dovoljno točno računski obuhvatiti takvo strujanje. Iz takvih razmatranja dolazi se do Prandtl-Colebrookove formule za reducirani koeficijent gubitaka

$$\frac{1}{\lambda} = \left[-2 \log\left(\frac{2{,}51}{Re\sqrt{\lambda}} + \frac{1}{3{,}71}\frac{K}{D} \right) \right]^2 \tag{15.66}$$

gdje je Re Reynoldsova značajka, a K/D relativna hrapavost stijenke cijevi. U omjeru K/D oznaka K znači srednju veličinu neravnosti stijenke (apsolutna hrapavost) u m ako se promjer D uvrsti također u m. Tabl. 15.1. sadrži gornje granice apsolutne hrapavosti za neke vrste cijevi.

U jednadžbi (15.66) vrijednost λ zadana je implicitno i ona se može određivati pokušavanjem. Zbog toga je praktičnije vrijednost λ otčitati iz dijagrama na sl. 15.18.

Na osnovi jednadžbe (15.66) izlazi da je λ funkcija Reynoldsove značajke i relativne hrapavosti K/D. Za zadanu cijev relativna je hrapavost određena i konstantna veličina, pa je reducirani koeficijent gubitaka λ samo funkcija Reynoldsove značajke, odnosno protoka, jer se Reynoldsova značajka može napisati i u obliku

$$Re = \frac{Dc}{\nu} = 1{,}273\frac{Q}{\nu D} \tag{15.67}$$

što se dobiva pomoću jednadžbe kontinuiranosti.

Tabl. 15.1. Podaci o apsolutnoj hrapavosti za neke vrste cijevi

Vrsta cijevi	Stanje cijevi	Apsolutna hrapavost K, mm
vučene cijevi od stakla, bakra, mjedi	gotovo glatka	do 0,0015
vučene i zavarene čelične cijevi	nova	do 0,1
	zarđala	do 0,4
	inkrustirana	do 3,0
cijevi od lijevanog željeza	nova	do 1,0
	zarđala	do 1,5
	inkrustirana	do 3,0
centrifugalne betonske cijevi	glačana	do 1,0
	neglačana	do 3,0

Vrijednost λ opada s porastom Reynoldsove značajke, ali pritom postaje konstantna kad Re postigne neku vrijednost, pa su tad gubici proporcionalni kvadratu protoka iz (15.65). λ postaje konstantno pri manjim vrijednostima Re za hrapavije cijevi nego što to vrijedi za one glatke. Tad relacija (15.66) prelazi u izraz

$$\frac{1}{\lambda} = \left[-2\log\left(\frac{1}{3{,}71}\frac{K}{D}\right)\right]^2 \tag{15.68}$$

Ako je, međutim, relativna hrapavost vrlo mala ($D/K \to \infty$), dakle kad je cijev praktički glatka, drugi je član u (15.66) dopušteno zanemariti, pa će relacija za λ biti

$$\frac{1}{\lambda} = \left(-2\log\frac{2{,}51}{Re\sqrt{\lambda}}\right)^2 \tag{15.69}$$

Krivulja za $D/K \to \infty$ granična je u familiji krivulja za $D/K = \text{konst.}$

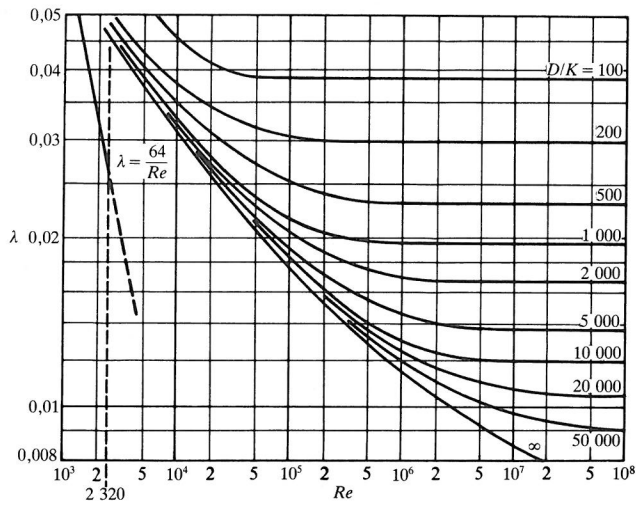
Na sl. 15.18 nacrtana je i krivulja koja odgovara laminarnom strujanju, a prema relaciji (15.63).

Gubici energije određuju se i tad prema izrazu (15.65).

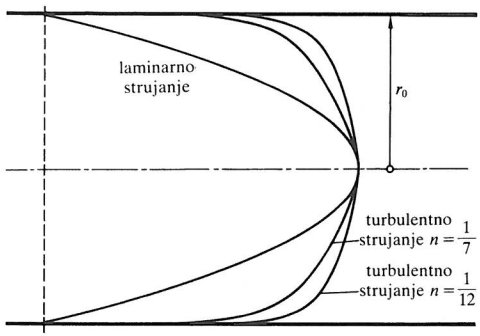
Pri turbulentnom strujanju raspodjela brzina u presjeku cijevi znatno je jednoličnija nego pri laminarnome. Ona je izražena relacijom

$$c = c_{\max}\left(1 - \frac{r}{r_0}\right)^n \tag{15.70}$$

Tu eksponent n ima vrijednost od 1/7 do 1/12, koja opada s porastom Reynoldsove značajke. Na sl. 15.19. prikazani su profili brzina za laminarno strujanje, te za turbulentno uz $n = 1/7$ i $n = 1/12$.



Sl. 15.18. Reducirani koeficijent gubitaka λ kao funkcija Reynoldsove značajke Re i relativne hrapavosti K/D



Sl. 15.19. Profili brzina za laminarno i turbulentno strujanje uz $n = 1/7$ i $n = 1/12$

Pomoću relacije (15.65) mogu se naći i gubici energije u cijevima koje nisu okrugla presjeka. Tad umjesto promjera cijevi D treba uvrstiti četverostruku vrijednost hidrauličkog polumjera r_h koji je definiran kao omjer površine presjeka ispunjenoga tekućinom A i opsega U koji dodiruje tekućina, pa je

$$r_h = \frac{A}{U} \tag{15.71}$$

Za okrugli presjek vrijedi

$$r_h = \frac{\frac{D^2\pi}{4}}{D\pi} = \frac{D}{4} \tag{15.72}$$

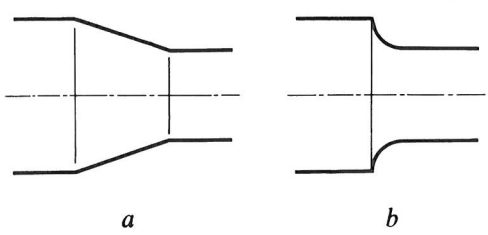
a odatle izlazi da je $D = 4r_h$, što znači da je promjer cijevi jednak, kako je već spomenuto, četverostrukoj vrijednosti hidrauličkog polumjera.

3.4. Gubici u dijelovima cjevovoda

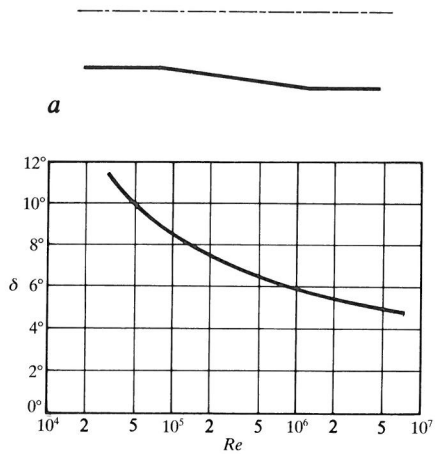
Prilikom transporta tekućine potrebno je ponekad izvesti dijelove cjevovoda posebnih oblika kako bi se promijenila brzina strujanja, njegov smjer, ili da bi se izvršilo grananje strujanja tekućine ili da bi se promijenio slobodni presjek cjevovoda. U svim takvim dijelovima gubi se energija.

Strujanje je moguće uvijek ubrzati praktički bez gubitaka energije, ali se ono bez njih neda usporiti. Energija se tlaka može, naime, uz vrlo male gubitke transformirati u kinetičku energiju, ali je njezina pretvorba u energiju tlaka spojena uz veće ili manje gubitke mehaničke energije.

Smanjenje presjeka, kad se energija tlaka transformira u kinetičku energiju, izvodi se ili pomoću konične prijelazne cijevi (sl. 15.20a) ili naglim prijelazom pomoću sapnice (sl. 15.20b). U oba slučaja mora prijelaz prema užem presjeku biti zaobljen da bi se spriječile kontrakcije presjeka i odljepljivanje od stijenki. Za dobro izvedena suženja postižu se koeficijenti gubitka energije $\zeta_{1-2} = 0{,}005 - 0{,}010$.



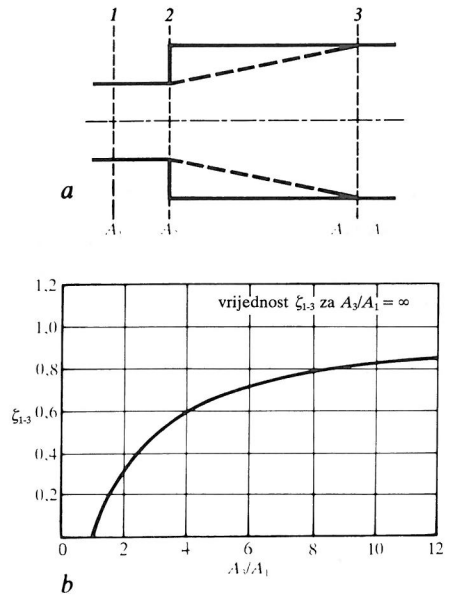
Sl. 15.20. Primjeri smanjenja presjeka cjevovoda: a) prijelaz pomoću konične cijevi, b) prijelaz pomoću sapnice



Sl. 15.21. Povećanje presjeka postepenim proširenjem cijevi (a) i najveći dopušteni kut proširenja cijevi ovisno o Reynoldsovoj značajci (b)

Pri povećanju presjeka valja također spriječiti odljepljivanje mlaza od stijenki jer ono izaziva jak porast tlaka u smjeru strujanja i snažno kočenje graničnog sloja koji je neposredno uz stijenku cijevi. Najveći još dopušteni kut proširenja cijevi (sl. 15.21a) ovisi o Reynoldsovoj značajci, kako je prikazano na sl. 15.21b. Povoljne prilike postižu se za kutove od 5,0 do 11,5°, što odgovara omjeru povećanja $\operatorname{tg} \delta/2 = 1/24 - 1/10$. Za dobro izvedena konična proširenja koeficijent gubitaka iznosi $\zeta_{1-2} = 0{,}08 - 0{,}20$.

Pri naglom proširenju, kao na sl. 15.22a, tekućina ulazi u širi dio u obliku mlaza, te se, uz pojavu vrtloga, miješa s tekućinom koja se tamo nalazi. Zbog toga se usporava strujanje i, konačno, tekućina iz mlaza ispunja cijelo proširenje. Pritom nastaju znatni gubici, koji se nazivaju Borda-Carnotovi gubici.



Sl. 15.22. Strujanje pri naglom proširenju cijevi (a) i koeficijent gubitaka kao funkcija omjera presjeka (b)

Promatraju li se presjeci 2 i 3 na sl. 15.22a, iz izjednačenja sila inercije i sila tlaka dolazi se do relacije

$$\varrho Q(c_3 - c_2) = p_2 A_2 - p_3 A_3 \tag{15.73}$$

Budući da je $c_2 = c_1$ i $A_3 = A_2$, vrijedi

$$\varrho Q(c_3 - c_2) = (p_2 - p_3) A_2 \tag{15.74}$$

Iz jednadžbe kontinuiranosti izlazi

$$A_1 c_1 = A_2 c_3 = Q \tag{15.75}$$

pa pošto se uvrsti u (15.74) dobiva se

$$c_3^2 - c_1 c_3 = \frac{1}{\varrho}(p_2 - p_3) \tag{15.76}$$

Između dva promatrana presjeka gubici će energije, prema relaciji (15.40), uz $c_2 = c_1$, biti

$$w_R = \frac{1}{2}(c_1^2 - c_3^2) + \frac{1}{\varrho}(p_2 - p_3) \tag{15.77}$$

Ako se umjesto drugog člana uvrsti lijevi dio jednadžbe (15.76), izlazi

$$w_R = \frac{1}{2}(c_1 - c_3)^2 \tag{15.78}$$

odakle je prema izrazu (15.43) koeficijent gubitaka

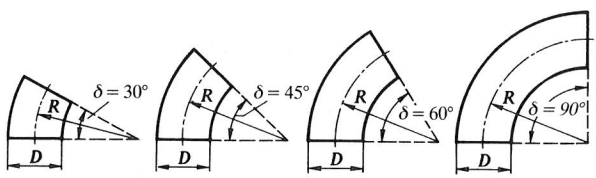
$$\zeta_{1-3} = \frac{(c_1 - c_3)^2}{c_1^2 - c_3^2} = \frac{c_1 - c_3}{c_1 + c_3} \tag{15.79}$$

Pođe li se od jednadžbe kontinuiranosti (15.75), koeficijent gubitaka može se odrediti i iz relacije

$$\zeta_{1-3} = \frac{A_3/A_1 - 1}{A_3/A_1 + 1} \tag{15.80}$$

Na sl. 15.22b prikazan je koeficijent gubitaka ζ_{1-3} kao funkcija omjera površine presjeka. On je vrlo visok, pogotovo kad se znatno poveća površina presjeka. U graničnom je slučaju $\zeta_{1-3} = 1$, što se postiže kad je $A_3 = \infty$.

Dijelovi cjevovoda za promjenu smjera strujanja često se izvode s konstantnim okruglim presjekom i s određenim polumjerom zakrivljenosti R, pomoću kojeg je definiran omjer zakrivljenosti R/D, a D je pritom promjer cijevi. Naravno da je promjena smjera strujanja određena kutom promjene smjera (15.23).

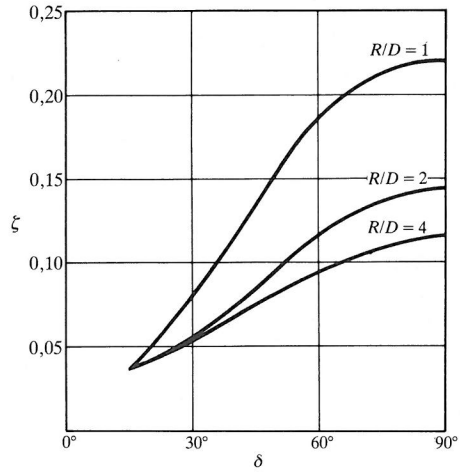


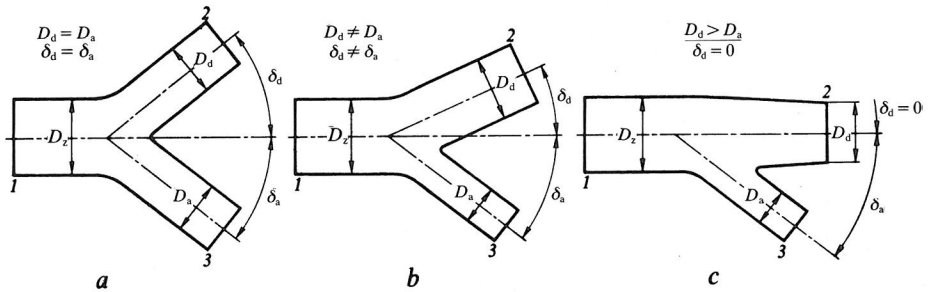
Sl. 15.23. Primjeri cijevi za promjenu smjera strujanja

Strujanje u takvim dijelovima cjevovoda vrlo je komplicirano. Ono se sastoji od glavnog strujanja, u ravnini simetrije, i od sekundarnih, u ravninama s njom paralelnima. Gubici nastaju zbog trenja i odvajanja, pogotovo na unutrašnjoj strani dijela cjevovoda. Koeficijent gubitaka ovisi o kutu δ, o omjeru zakrivljenosti R/D i relativnoj hrapavosti K/D, a u području malih vrijednosti Reynoldsove značajke i o njezinoj vrijednosti. Gubici energije dadu se odrediti samo eksperimentom. Na sl. 15.24. primjer je promjene vrijednosti ζ za različite kutove δ i neke omjere zakrivljenosti R/D.

Cjevovod se u razdjelniku grana u dva, a rjeđe u tri ili više cjevovoda. Pri grananju u dva cjevovoda (taj dio naziva se račva ili račvasti dio cjevovoda) relativni dotok q_z može se podijeliti na prolazni q_d i na odvojni protok q_a. Svi iznosi protoka prikazani su relativnim vrijednostima s obzirom na neki nazivni dotok Q_z. Račvasti dio cjevovoda izvodi se: a) kao simetrična račva (sl. 15.25a), s jednakim kutovima skretanja, $\delta_d = \delta_a$, i jednakim promjerima račvi $D_d = D_a$; b) kao nesimetrična račva (sl. 15.25b), s različitim kutovima skretanja, $\delta_d \neq \delta_a$, i različitim promjerima račvi, $D_d \neq D_a$; c) kao račva samo s jednim skretanjem $\delta_d = 0$, $\delta_a > 0$ i s promjerima $D_d > D_a$ (sl. 15.25c).

Sl. 15.24. Koeficijent gubitaka u dijelu cjevovoda za promjenu smjera strujanja prema sl. 15.23.





Sl. 15.25. Primjeri izvedbe račvastog dijela cjevovoda

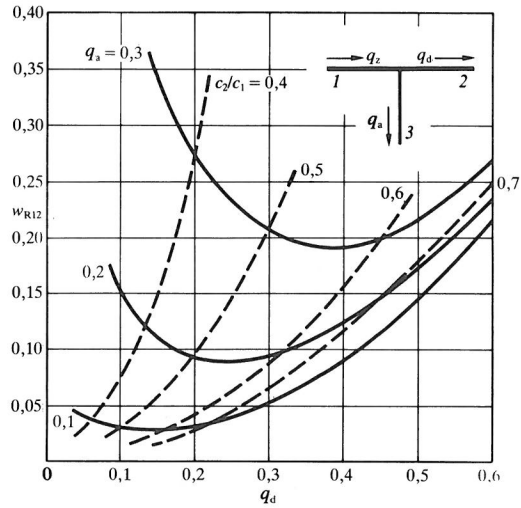
Dijeljenje strujanja na više cjevovoda izaziva dodatne gubitke. Oni se određuju za svaki dio protoka posebno. Tako se za račvu na sl. 15.25c ustanovljuje koeficijent gubitaka ζ_d za prolazni dio i koeficijent gubitaka ζ_a za odvojni dio. Obje vrijednosti ovise o obliku i izvedbi račve (o kutovima skretanja, promjeni presjeka i o relativnoj hrapavosti), o omjeru protoka q_a/q_z, odnosno $q_d/q_z = 1 - q_a/q_z$, a za male iznose Reynoldsove značajke i o toj vrijednosti (3.3.3. ovog poglavlja). Koeficijenti gubitaka (ζ_{d1} i ζ_{a1}) mogu se odrediti s obzirom na brzinu na ulazu u račvu, odnosno na presjek 1 na sl. 15.25. ili s obzirom na brzine u odgovarajućim presjecima 2 i 3 (ζ_{d2} i ζ_{a3}).

Pomoću koeficijenata gubitaka ζ_{d1} i ζ_{a1}, te na osnovi omjera relativnih protoka q_d/q_z, dobiva se koeficijent gubitaka za ukupne gubitke iz relacije

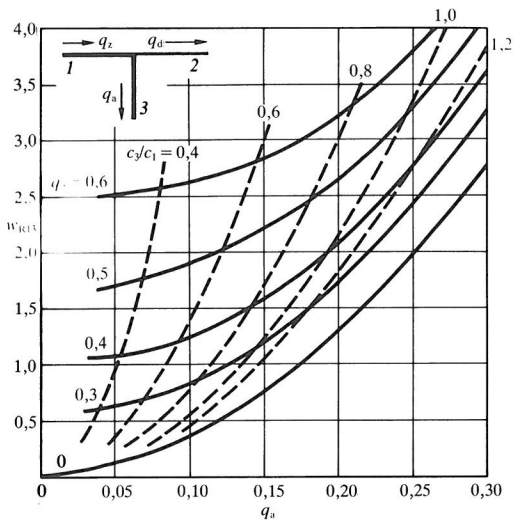
$$\zeta_1 = \zeta_{d1}\frac{q_d}{q_z} + \zeta_{a1}\frac{q_a}{q_z} \tag{15.81}$$

Povoljnim oblikovanjem, dovoljno velikim polumjerima zakrivljenosti itd. mogu se spriječiti odvajanja strujanja i smanjiti gubici.

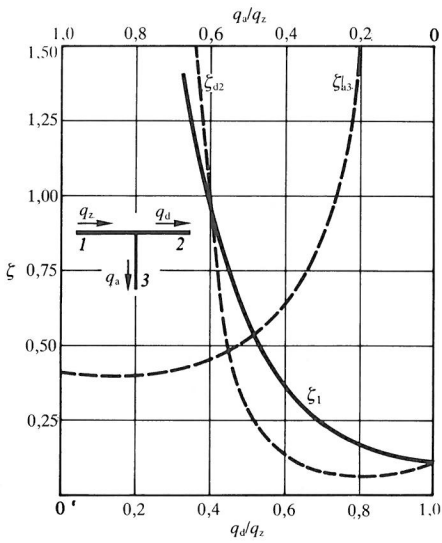
Na sl. 15.26, 15.27. i 15.28. prikazani su podaci o gubicima i o koeficijentima gubitaka za račvu sa $D_z = D_d = 220$ mm, $D_a = 125$ m, $\delta_d = 0°$ i $\delta = 90°$. Podaci su ustanovljeni mjerenjem i prikazani su relativnim vrijednostima za određeni nazivni dotok Q_{zn}.



Sl. 15.26. Gubici u prolaznom dijelu (presjek 1 do 2) ovisno o relativnom protoku q_d za konstantni odvojni protok q_a i konstantni omjer brzina u presjecima 2 i 1

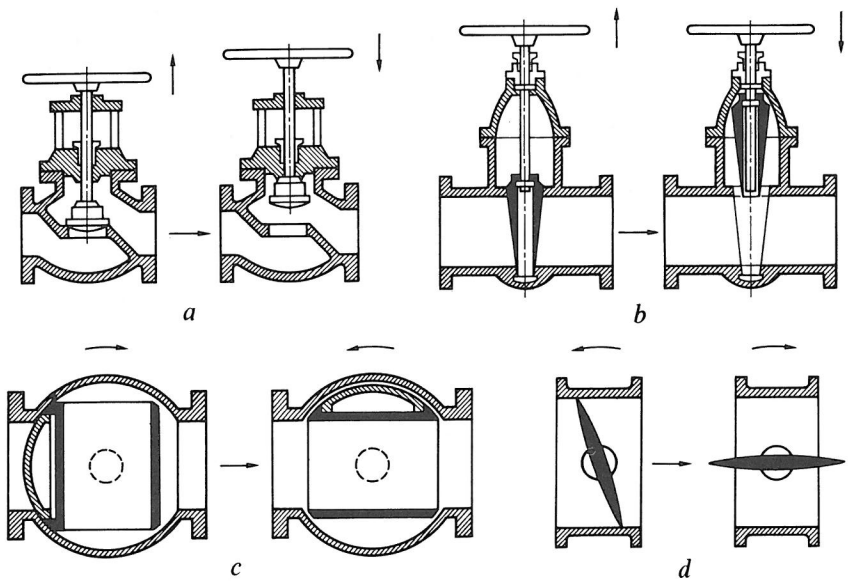


Sl. 15.27. Gubici u odvojnom dijelu (presjek 1 do 3) ovisno o relativnom protoku q_a, za konstantni protok q_d i konstantni omjer brzina u presjecima 3 i 1

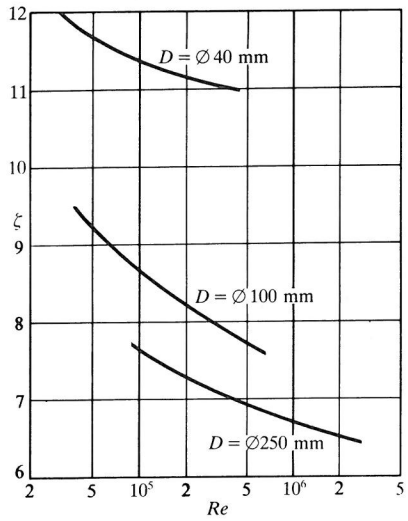


Sl. 15.28. Koeficijenti otpora u račvi na skici

Dijelovi cjevovoda pomoću kojih mu se mijenja slobodni presjek nazivaju se zaporni organi. Najčešće se upotrebljavaju: ventil (15.29a), zasuni (sl. 15.29b), slavine (na sl. 15.29c prikazana je kuglasta slavina) i zaklopke (sl. 15.29d).



Sl. 15.29. Zaporni organi cjevovoda; a) ventil, b) zasun, c) kuglasta slavina, d) zaklopka



Sl. 15.30. Ovisnost koeficijenta gubitaka ζ u ventilu o Reynoldsovoj značajci i priključnom promjeru cjevovoda D

Zaporni organi su u jednome od krajnjih položaja, tj. u položaju »otvoreno« ili »zatvoreno«. Ako je, međutim, predviđeno da zaporni organ može u pogonu trajno ostati u bilo kojem međupoložaju, njegova je uloga reguliranje protoka.

Tad on mora biti izveden kao »poništavač« energije jer se za vrijeme regulacije mehanička energija transformira u toplinu.

Normalno se zaporni organi izvode s jednakim priključnim promjerima. Njihov koeficijent gubitaka ovisi o izvedbi dijelova kroz koje protječe tekućina, ali i o hrapavosti stijenki, te o Reynoldsovoj značajci u području njezinih malih vrijednosti. Na sl. 15.30. primjeri su krivulja ovisnosti koeficijenta gubitaka o Reynoldsovoj značajci za nekoliko vrijednosti priključnih promjera ventila. Koeficijent gubitaka opada s porastom promjera i s povećanjem vrijednosti Reynoldsove značajke, što je slično kao za ravne cijevi (sl. 15.18).

U vodoravno postavljenome zapornom organu gubici energije iznose

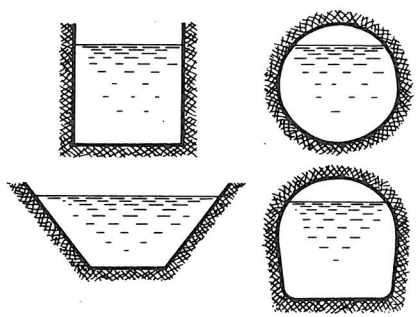
$$w_R = \frac{1}{\varrho}(p_1 - p_2) \tag{15.82}$$

jer su brzine na ulazu i izlazu međusobno jednake.

4. Strujanje tekućine u otvorenim tokovima

4.1. Općenito

Strujanje u otvorenim tokovima razlikuje se od onoga u cijevima zbog slobodne površine tekućine. Otvoreni tokovi upotrebljavaju se u prvom redu za velike protoke pri niskim tlakovima. Umjetno izvedeni slobodni otvoreni tokovi ili kanali najčešće su trapeznog ili pravokutnog presjeka (sl. 15.31a), a prekriveni otvoreni



a *b*

Sl. 15.31. Primjeri profila otvorenih tokova: a) slobodni otvoreni tokovi ili kanali, b) prekriveni otvoreni tokovi ili gravitacijski tuneli

tokovi ili gravitacioni tuneli izvedeni su s okruglim, jajolikim, potkovičastim i sličnim presjekom (sl. 15.31b). I prirodni su vodotoci (rijeke, potoci) otvoreni tokovi, ali najčešće s nepravilnim presjecima.

4.2. Gubici energije strujanja u otvorenim tokovima

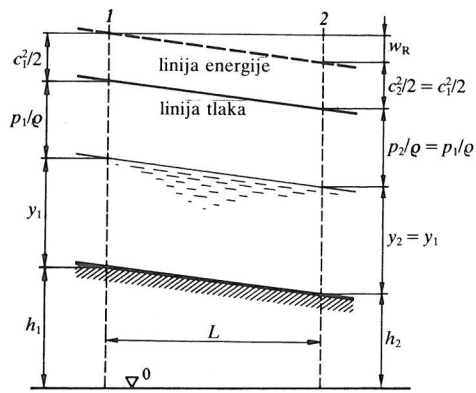
U dijelu otvorenog toka između presjeka 1 i 2 (sl. 15.32) specifični se gubitak energije nađe prema relaciji

$$w_R(Q) = \frac{\alpha}{2}(c_1^2 - c_2^2) + g(h_1 - h_2) + g(y_1 - y_2) \tag{15.83}$$

u kojoj oznake odgovaraju onima u (15.40) uz napomenu da je tlak na razini vode konstantan i jednak onome u okolini, a y je dubina vode u otvorenom toku. U dovoljno dugom kanalu konstantna presjeka i konstantna nagiba dna kanala i_u, u svim su presjecima srednje brzine međusobno jednake ($c_1 = c_2$) kao što su jednake i dubine tekućine ($y_1 = y_2$), pa (15.83) prelazi u

$$w_R(Q) = g(h_1 - h_2) = -g\, i_h\, L = i_m\, L \tag{15.84}$$

gdje je i_m specifični gubitak mehaničke energije strujanja. Odatle izlazi da je nagib razine vode i_v jednak nagibu dna kanala jer se jedino na taj način pokazuje smanjenje energije toka.



Sl. 15.32. Primjer linije energije i linije tlaka za strujanje u otvorenim tokovima

Gubitak energije pri stacionarnom strujanju u dijelu dovoljno dugoga ravnoga kanala s konstantnim presjekom i konstantnim nagibom dna kanala neovisan je o protoku jer će na cijeloj duljini kanala biti tolika dubina vode da nagib njezine razine bude upravo jednak nagibu dna kanala.

4.3. Gubici u ravnim otvorenim tokovima

4.3.1. Reynoldsova značajka

Da bi se izračunale prilike u tekućini koja struji otvorenim tokom, služi Reynoldsova značajka u obliku

$$Re = \frac{c\,y}{\nu} \tag{15.85}$$

Laminarno strujanje prelazi u turbulentno kad Reynoldsova značajka dostigne vrijednost $Re = 360$. Pođe li se od navedene kritične vrijednosti Re, vrijedi sve ono što je spomenuto u 3.3.1. ovog poglavlja o mogućnosti pojave laminarnog strujanja i za vrijednosti veće od $Re = 360$, te o stabilnosti takvoga laminarnog strujanja.

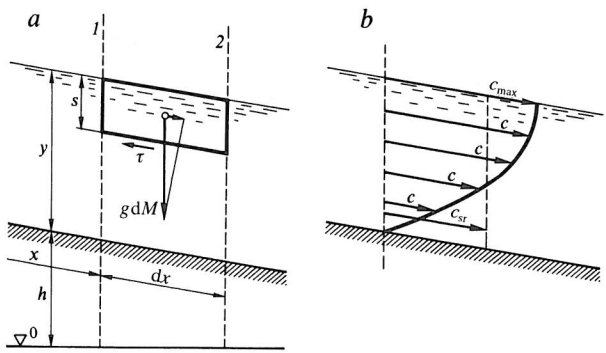
4.3.2. Gubici u ravnim otvorenim tokovima pri laminarnom strujanju

Strujnice u laminarnom strujanju teku paralelno s ravnim dnom kanala. Slojevi tekućine koji se kreću različitim brzinama taru se međusobno i izazivaju naprezanja na dodirnim plohama.

U otvorenom toku vrlo širokoga pravokutnog presjeka naprezanja se među dodirnim plohama mogu prikazati relacijom

$$\tau = \varrho\,\nu\,\frac{\mathrm{d}c}{\mathrm{d}s} \tag{15.86}$$

Tu je s dubina sloja vode računajući od njezine razine (sl. 15.33).



Sl. 15.33. Laminarno strujanje u otvorenom toku: a) sile na element tekućine, b) raspodjela brzina strujanja u okomitoj ravnini

Na zamišljenu prizmu tekućine među presjecima 1 i 2 (sl. 15.33), koja ima bazu *s. b,* gdje je *b* širina toka, a visinu dx, djeluje komponenta sile gravitacije u smjeru strujanja tekućine, a suprotno smjeru strujanja sila na donju plohu promatrane prizme. Komponenta sile gravitacije može se prikazati relacijom

$$g \varrho s b \, \mathrm{d}x \frac{\partial z}{\partial x} = - g \varrho s b \, \mathrm{d}x \, i_\mathrm{h} \tag{15.87}$$

jer je $i_\mathrm{h} = \dfrac{\partial z}{\partial x}$ nagib dna kanala. Sila koja djeluje na donju plohu prizme iznosi

$$b \, \mathrm{d}x = \varrho v \frac{\mathrm{d}c}{\mathrm{d}s} b \, \mathrm{d}x \tag{15.88}$$

U stacionarnom stanju obje su sile u ravnoteži, pa je

$$\frac{v}{g} \frac{\mathrm{d}c}{\mathrm{d}s} = - i_\mathrm{h} s \tag{15.89}$$

Opće je rješenje te diferencijalne jednadžbe

$$c = - \frac{g}{2v} i_\mathrm{h} s^2 + \mathrm{K} \tag{15.90}$$

Integraciona konstanta određuje se iz uvjeta da je $c = 0$ za $s = y$, odakle je

$$\mathrm{K} = \frac{g \, i_\mathrm{h}}{2v} y^2 = c_\mathrm{max} \tag{15.91}$$

gdje je c_max maksimalna brzina tekućine. Uvrsti li se ta relacija u (15.90), nastaje izraz za brzinu tekućine

$$c = \frac{g}{2v} i_\mathrm{h} (y_2 - s^2) = c_\mathrm{max} \left[1 - \left(\frac{s}{y} \right)^2 \right] \tag{15.92}$$

Ta jednadžba zapravo je jednadžba profila vrijednosti brzina u svakom presjeku okomitome na dno kanala.

Protok kroz profil otvorena toka s pravokutnim presjekom može se odrediti iz relacije

$$Q = \int_0^{s=y} c \, b \, \mathrm{d}s = \frac{g}{2v} b \, i_\mathrm{h} \int_0^{s=y} (y^2 - s^2) \, \mathrm{d}s \tag{15.93}$$

pa, pošto se integrira, izlazi

$$Q = \frac{g \, i_\mathrm{h}}{3v} b \, y^3 \tag{15.94}$$

Dijeljenjem površinom presjeka *by* dobiva se srednja brzina strujanja

$$c_\mathrm{sr} = \frac{g \, i_\mathrm{h}}{3v} y^2 \tag{15.95}$$

Prema tome, maksimalna je brzina na površini vode c_{max} za 1,5 puta veća od srednje brzine, a protok se laminarnog i neometanog strujanja u širokome otvorenom kanalu pravokutna presjeka mijenja s trećom potencijom dubine tekućine u kanalu.

Gubitak je energije u otvorenom kanalu duljine L

$$w_R = g\, i_h\, L \tag{15.96}$$

U tehničkim uređajima rijetko je laminarno strujanje. Reynoldsova značajka (15.85) manja od 360 može se ostvariti samo pri malim dubinama. U kanalu dubine $y = 1$ m u kojem struji voda kinematičke viskoznosti $\nu = 1 \cdot 10^{-6}$ m^2 s^{-1} granična će vrijednost Reynoldsove značajke biti dostignuta već za srednju brzinu $c_{sr} = 0{,}000\,36$ m s^{-1}. To znači da se za kanal širine $b = 1$ m postiže protok od $Q = 0{,}000\,36$ m^3 s^{-1}. U praksi, međutim, za tolike dimenzije kanala znatno su veće srednje brzine, odnosno znatno su veći protoci.

4.3.3. Gubici u ravnim otvorenim tokovima pri turbulentnom strujanju

Kako je već spomenuto, praktički se u svim tehničkim postrojenjima pojavljuje turbulentno strujanje. Izvod nekoga egzaktnog izraza koji bi obuhvatio sve utjecaje nije moguć zbog samog svojstva turbulentnog strujanja.

Pokušaji da se postavi neka opća formula za gubitke energije, a koja bi vrijedila i za strujanje u cjevovodima i za strujanje u otvorenim tokovima, nisu dosad dali zadovoljavajući rezultat.

Za određivanje gubitaka energije u ravnim kanalima s konstantnim presjekom i konstantnim nagibom dna za nesmetano turbulentno strujanje upotrebljava se Chézyeva formula za visoke vrijednosti Reynoldsove značajke i za znatno hrapave stijenke kanala, Stricker-Manningova formula za niže vrijednosti Reynoldsove značajke i hrapave stijenke kanala.

Chézyeva je formula za gubitke energije

$$i_m = \frac{8g}{C^2}\,\frac{1}{4r_h}\,\frac{c_{sr}^2}{2} = \lambda_{Ch}\,\frac{1}{4r_h}\,\frac{c_{sr}^2}{2} \quad \text{u m s}^{-2} \tag{15.97}$$

Tu je r_h hidraulički polumjer definiran relacijom (15.71), a C vrijednost dobivena na osnovi pokusa. Ona je definirana relacijom

$$\frac{1}{C^2} = \frac{1}{87^2}\left(\frac{K_{Ch}}{\sqrt{r_h}} + 1\right)^2 \quad \text{u m s}^{-2} \tag{15.98}$$

gdje je K_{Ch} vrijednost (dimenzija m$^{1/2}$) kojom se karakterizira hrapavost stijenke kanala, a $87^2 = 7\,569$ (dimenzija m s^{-2}) eksperimentalno je određena konstanta.

Stricker-Manningova formula može se napisati u obliku

$$i_m = \frac{8g}{K_{SM}^2 \sqrt[3]{r_h}} \frac{1}{4r_h} \frac{c_{sr}^2}{2} = \lambda_{SM} \frac{1}{4r_h} \frac{c_{sr}}{2} \tag{15.99}$$

Pritom je recipročna vrijednost od K_{SM} koeficijent kojim je karakterizirana hrapavost stijenki.

Ovdje valja napomenuti da između gubitaka energije i nagiba dna kanala i_h, odnosno razine vode i_v, postoji ova veza

$$i_m = g\, i_h = g\, i_v \tag{15.100}$$

To znači da su nagib dna kanala i nagib razine vode međusobno jednaki, odnosno da je dubina vode uzduž kanala konstantna.

U tabl. 15.2. nekoliko je vrijednosti za K_{Ch}, a u tabl. 15.3. za K_{SM}.

Tabl. 15.2. Vrijednost koeficijenta K_{ch} u jednadžbi (15.98) (dimenzija $m^{1/2}$)

Betonske ploče	0,05 – 0,10
Drvene daske, strugane	0,05 – 0,10
Beton, neizglađen	0,10 – 0,15
Tesani kamen	0,15 – 0,20
Stijenke od cigle	0,15 – 0,20

Tabl. 15.3. Vrijednosti koeficijenta K_{SM} u jednadžbi (15.99) (dimenzija $m^{1/3} s^{-1}$)

Betonski kanali	
glatki premaz	90 – 95
beton lijevan u glatkoj oplati	80
nabijeni beton s glatkom površinom	60 – 65
nejednolike betonske površine	50
Drveni kanali	
strugani	90
neostrugani	80
starija drvena konstrukcija	65 – 70
Limeni kanali	
glatki: zakovice s upuštenom glavom	90 – 95
zakovice s izbačenom glavom	55 – 75
Zemljani kanali	
u čvrstom materijalu, glatki	60
u čvrstoj pjeskovitoj ili šljunčanoj zemlji	50
u šljunku	40
u grudastoj ilovači	30
u pijesku, ilovači ili šljunku, obrasli vegetacijom	20 – 25
Tuneli u stijeni	
vrlo nepravilne površine	15 – 20
brižljivije lomljene stijene	20 – 25
Zidani kanali	
tesani kamen	60
površno tesani kamen	50

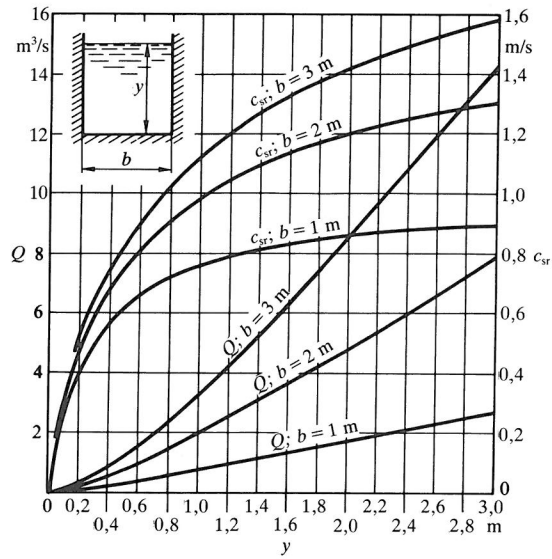
Normalno, zadani su protok Q i oblik profila kanala, pa se proračun provodi alternativno: a) uz zadani nagib dna korita kanala i_h i b) uz zadanu srednju brzinu strujanja c_{sr}.

U prvom slučaju, kad je zadan nagib dna korita kanala i_h, valja ocijeniti vrijednost koeficijenta K_{Ch}, odnosno koeficijenta K_{SM}, te vrijednost hidrauličkog polumjera r_h. Pođe li se od izraza (15.100), moguće je iz (15.97), odnosno iz (15.99), odrediti srednju brzinu c_{sr}, pomoću koje se nađe dubina y. Zna li se y, dade se točno ustanoviti vrijednost r_h, pa se ona uspoređuje s ocijenjenom vrijednošću hidrauličkog polumjera.

U drugom slučaju, kada je zadana srednja brzina c_{sr}, poznata je dubina y i hidraulički polumjer r_h, pa se uz odabrani koeficijent K_{Ch}, odnosno K_{SM}, izračuna potrebni nagib korita i_h.

4.3.4. Strujanje u kanalu pravokutna presjeka

Najjednostavnije je odrediti prilike pri strujanju u kanalu pravokutna presjeka (sl. 15.34).



Sl. 15.34. Srednja brzina c_{sr} i protok Q u kanalu pravokutnog presjeka s nagibom dna korita $i_h = 0{,}001$ i koeficijentom $K_{SM} = 50\ m^{1/3}s^{-1}$

Uz zadani nagib dna korita i_h u (15.100), iz relacije (15.99) može se izračunati kvadrat srednje vrijednosti brzine iz relacije

$$c_{sr}^2 = i_h K_{SM}^2 r_h \sqrt[3]{r_h} \tag{15.101}$$

Hidraulički polumjer za pravokutni oblik korita dobiva se – u skladu s izrazom (15.71) – iz relacije

$$r_h = \frac{by}{b+2y} \tag{15.102}$$

jer je U opseg koji oplakuje tekućina. Prema tome, srednja je brzina u kanalu pravokutna presjeka funkcija nagiba dna korita i_h, hrapavosti stijenki kanala K_{SM}, širine kanala b i dubine vode u kanalu y, pa je

$$c_{sr} = f(i_h, K_{SM}, b, y) \tag{15.103}$$

Protok vode kroz kanal iznosi

$$Q = b\,y\,c_{sr} \tag{15.104}$$

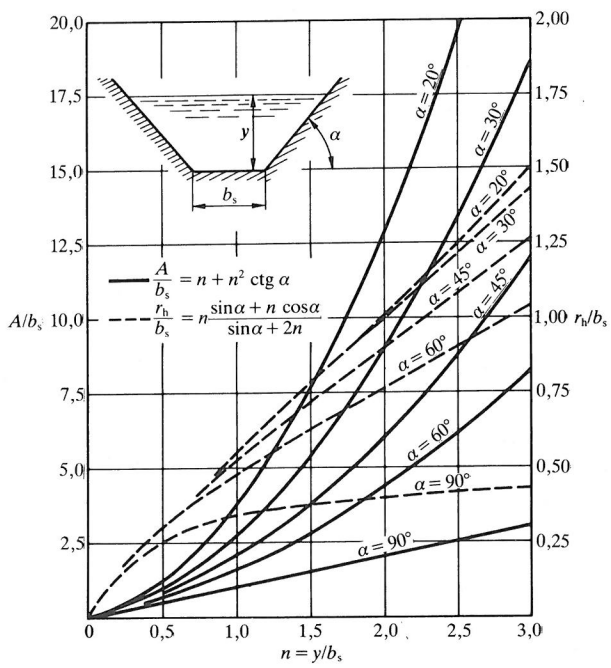
stoga je protok funkcija istih veličina kao i srednja brzina.

Na sl. 15.34. predočena je ovisnost srednje brzine strujanja i protoka o dubini vode u koritu za nekoliko širina korita. S porastom dubine vode povećava se srednja brzina c_{sr}, ali taj je porast sve polaganiji što je veća dubina vode. Također s povećanjem širine korita raste brzina strujanja, ali taj utjecaj postaje sve manji što je koritu širina veća.

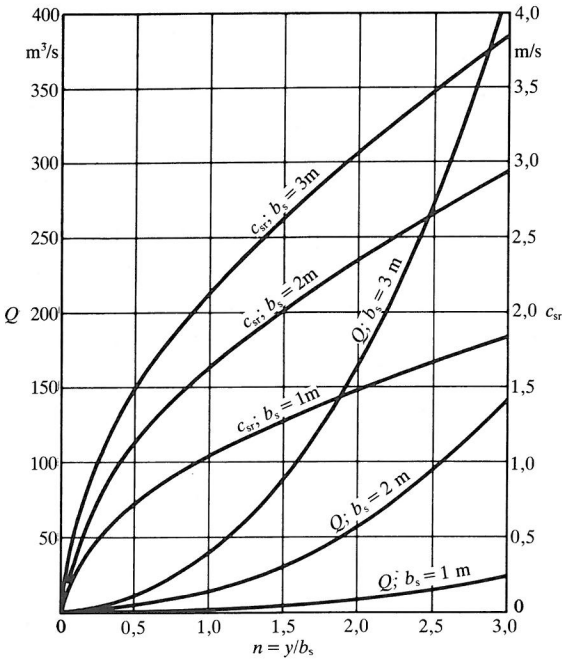
4.3.5. Strujanje u kanalu trapezna presjeka

Trapezni presjek može se definirati širinom dna korita b_s, i kutom α nagiba strana kanala (sl. 15.35), a dubina se vode y dade prikazati produktom širine korita b_s i bezdimenzionalnog koeficijenta n, koji je jednak omjeru dubine vode y i širine korita b_s, pa je

$$y = nb_s \tag{15.105}$$



Sl. 15.35. Ovisnost omjera A/b_s i r_h/b_s o omjeru $n = y/b_s$ za nekoliko vrijednosti kuta α nagiba strana kanala



Sl. 15.36. Ovisnost srednje brzine c_{sr} i protoka Q o omjeru $n = y/b_s$ za α = = 45°, za nagib dna kanala i_h = 0,001 i koeficijent K_{SM} = 50 $m^{1/3}s^{-1}$, a za nekoliko širina korita b_s

Tad je površina presjeka strujanja

$$A = b_s^2(n + n^2 \operatorname{ctg} \alpha) \qquad (15.106)$$

a oplakivana je površina

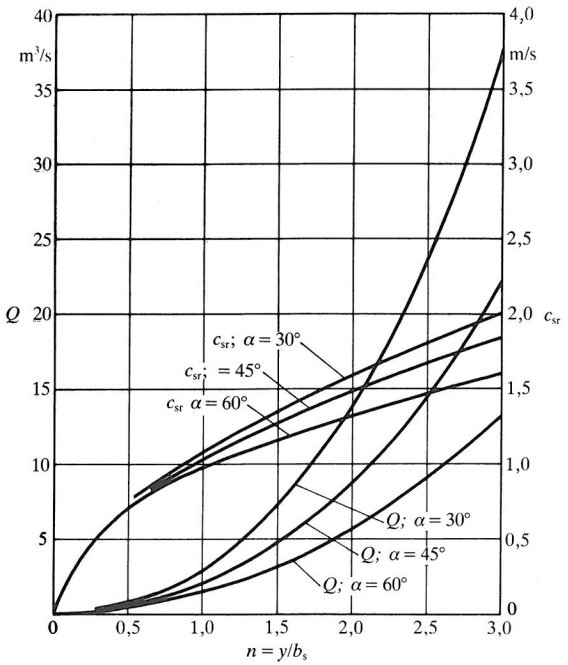
$$U = b_s\left(1 + \frac{2n}{\sin \alpha}\right) \qquad (15.107)$$

na osnovi čega je hidraulički polumjer

$$r_n = \frac{A}{U} = b_s n \frac{\sin \alpha + n \cos \alpha}{\sin \alpha + 2n} \qquad (15.108)$$

Srednja brzina strujanja ustanovljuje se također prema formuli (15.101), a protok je određen izrazom

$$Q = c_{sr} A = c_{sr} b_s^2 (n + n^2 \operatorname{ctg} \alpha) \qquad (15.109)$$



Sl. 15.37. Ovisnost srednje brzine c_{sr} i protoka Q o omjeru $n = y/b_s$ za b_s = 1 m, za nagib dna i_h = 0,001 i koeficijent K_{SM} = 50 $m^{1/3}s^{-1}$, a za nekoliko nagiba α strana trapeznog kanala

Na sl. 15.35. prikazani su omjeri A/b_s^2 (15.106) i r_h/b_s (15.108) kao funkcija omjera n u izrazu (15.105), a za nekoliko vrijednosti α. Na sl. 15.36. predočena je ovisnost srednje brzine strujanja c_{sr} i protoka Q o omjeru $n = b_s/y$ za nekoliko širina dna korita b_s. Podaci vrijede za kut nagiba strana korita $\alpha = 45°$. Na sl. 15.37. ista je ovisnost, ali za konstantnu širinu korita $b_s = 1$ m i za različite kutove α.

4.3.6. Strujanje u tunelu okrugla presjeka

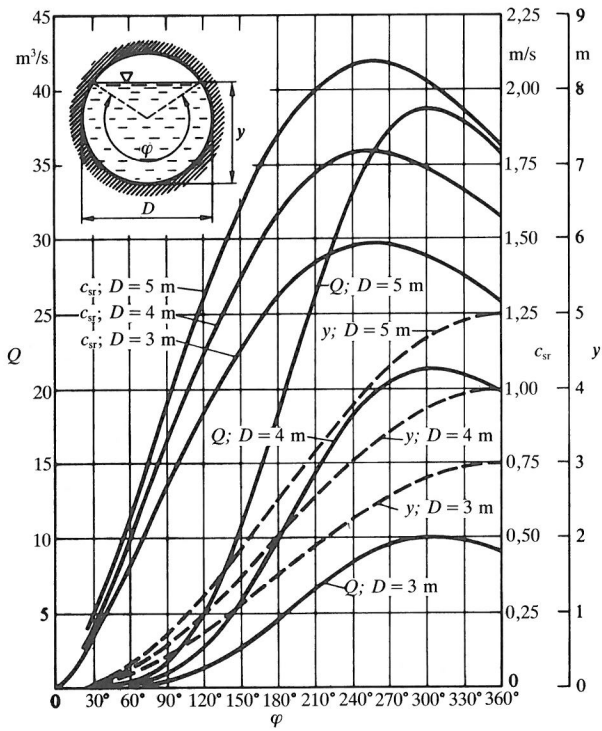
Tunel okrugla presjeka definiran je slobodnim promjerom D u m. Uz zadani nagib tunela i_h iz (15.100), srednja brzina strujanja c_{sr} određuje se iz relacije (15.101).

Sve mjerodavne vrijednosti za izračunavanje srednje brzine c_{sr}, protoka Q i dubine vode y mogu se – uz zadani promjer tunela D – odrediti kao funkcija kuta φ, koji je definiran površinom tunela oplakivanoga tekućinom (skica na sl. 15.38). Površina presjeka kroz koji struji tekućina izražena je relacijom

$$A = \frac{D^2}{8}\left(\frac{\varphi\pi}{180} - \sin\varphi\right) \tag{15.110}$$

a oplakivani bi obod tunela bio

$$U = \frac{D}{2}\,\frac{\varphi\pi}{180} \tag{15.111}$$



Sl. 15.38. Ovisnost srednje brzine c_{sr}, protoka Q i dubine vode y o kutu φ koji oplakuje voda za nagib dna tunela $i_h = 0{,}001$ i koeficijent $K_{SM} = 50\ m^{1/3}s^{-1}$ u tunelu okrugla presjeka

Tad je hidraulički polumjer

$$r_h = \frac{D}{4}\left(1 - \frac{180}{\pi}\frac{\sin\varphi}{\varphi}\right) \tag{15.112}$$

a dubina je vode u tunelu

$$y = \frac{D}{2}\left(1 - \cos\frac{\varphi}{2}\right) \tag{15.113}$$

Na sl. 15.38. vidi se ovisnost srednje brzine c_{sr} protoka Q i dubine vode y o kutu φ za tri promjera tunela. Računato je s nagibom tunela $i_h = 0{,}001$ i koeficijentom $K_{SM} = 50\ m^{1/3}\,s^{-1}$. I maksimalna vrijednost srednje brzine i maksimalna vrijednost protoka postiže se za kut φ manji od 360 °, dakle za slučaj kad tunel nije potpuno ispunjen vodom. Prema tome, neka je optimalna dubina vode y, pa ne treba ni nastojati cijeli slobodni presjek tunela ispuniti tekućinom jer će tad kroz njega protjecati manja količina vode od maksimalno moguće. Naravno da to ne vrijedi za tunel u koji voda dotječe pod tlakom većim od onoga u okolini jer se tad tunel vlada kao cijev (3. odjeljak ovog poglavlja).

4.4. Gubici u dijelovima otvorenih tokova

Kao i za transport tekućina cjevovoda, potrebno je i kanale izvoditi na taj način da se omogući promjena brzine strujanja, da se promijeni smjer strujanja, da se izvrši grananje strujanja tekućine te da dijelovi kanala posluže za promjenu površine presjeka strujanja. Neke od promjena uvjetovane su konfiguracijom terena jer joj se često kanali moraju prilagoditi. Gubici se najčešće izračunavaju mjerenjem na modelima.

Strujanje u ravnom kanalu konstantna presjeka i konstantna nagiba dna korita jednoznačno je definirano, što izlazi iz dosadašnjih razmatranja. Dubina vode i površina presjeka strujanja funkcije su, naime, protoka.

Pri projektiranju ravnih kanala može se brzina strujanja mijenjati ili promjenom širine uz konstantni nagib dna, ili promjenom nagiba dna uz konstantnu širinu, ili promjenom širine kanala i nagiba dna.

Svaka promjena presjeka izaziva gubitke koji se ustanovljuju ispitivanjima na modelima.

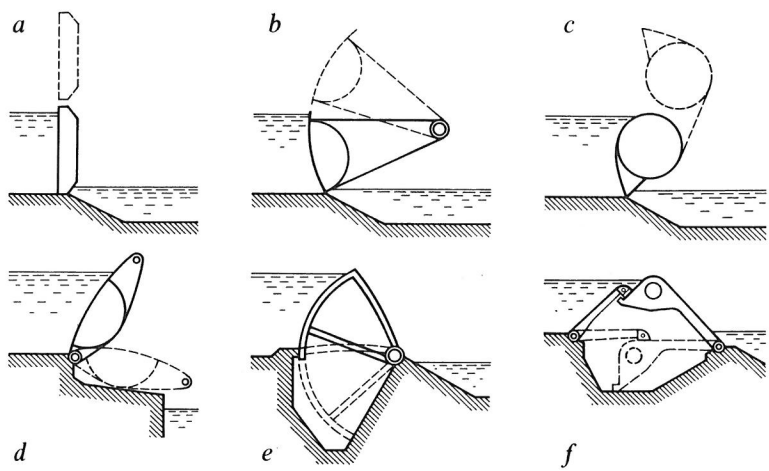
Strujanje u zakrivljenom kanalu pravokutna presjeka slično je onome u zakrivljenoj cijevi. U području zakrivljenja razina se vode podiže uz vanjsku stijenku, a spušta uz unutrašnju. Ispitivanjem je utvrđeno da se gubitak energije u zakrivljenim kanalima mijenja s kvadratom brzine. Relativni gubitak energije nađe se pomoću relacije

$$i_w = \frac{1}{2}\zeta_z \frac{c_{sr}^2}{R\delta} \tag{15.114}$$

Tu je ζ_z koeficijent gubitaka, c_{sr} srednja brzina strujanja, R polumjer zakrivljenosti, a δ je kut promjene smjera. Koeficijent gubitaka ovisi o kutu promjene smjera, omjeru polumjera zakrivljenosti R i širine kanala b (R/b), omjeru srednje dubine y_{sr} i širine kanala (y_{sr}/b), o relativnoj hrapavosti stijenki i Reynoldsovoj značajci. Koeficijent gubitaka ζ_z raste s povećanjem kuta promjene smjera i s porastom relativne hrapavosti, a opada s povećanjem omjera R/b i s porastom vrijednosti Reynoldsove značajke.

Pri grananju strujanja u otvorenim tokovima vladaju slične prilike kao kad se granaju strujanja u cjevovodima. U principu se mogu upotrijebiti iste formule kao u 3.4. ovog poglavlja.

U otvorenim tokovima zapornica služi kao zaporni organ i kao organ za reguliranje protoka. Ona može biti izvedena za podizanje (sl. 15.39a do c) ili za spuštanje (sl. 15.39d do f). Kad se zapornica za podizanje otvori, voda struji između njezina dna i praga na brani, a kod zapornica za spuštanje voda struji preko nje kao preljev. Kad je izvedena zapornica za podizanje, dade se kratkotrajno je podižući isprati nanos (pijesak, mulj) ispred nje, a kratkotrajnim se spuštanjem drugog tipa zapornice uklanja nakupljeno granje, led i sl., dakle sve ono što pliva po vodi. Neke konstrukcije zapornica omogućuju (sl. 15.40) ispiranje i taloga na dnu i nečistoća prikupljenih na površini.



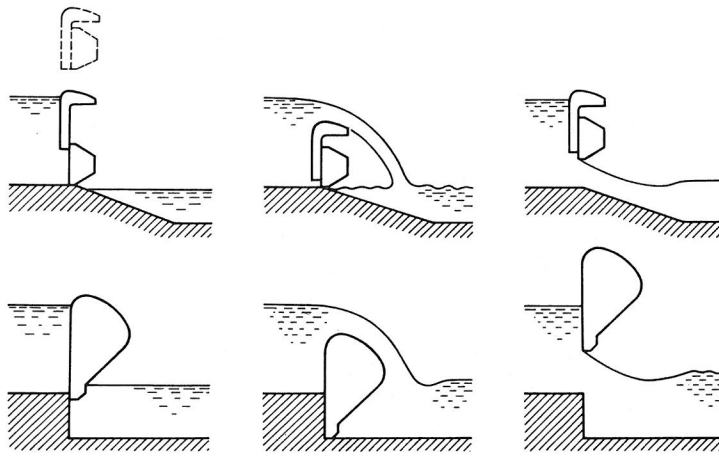
Sl. 15.39. Primjeri izvedbe zapornica. Zapornice za podizanje: a) zaštitna zapornica, b) segmentna zapornica, c) valjkasta zapornica. Zapornice za spuštanje: d) preklopna zapornica, e) sektorska zapornica, f) krovna zapornica.

Protok kroz zapornicu za podizanje određuje se iz relacije

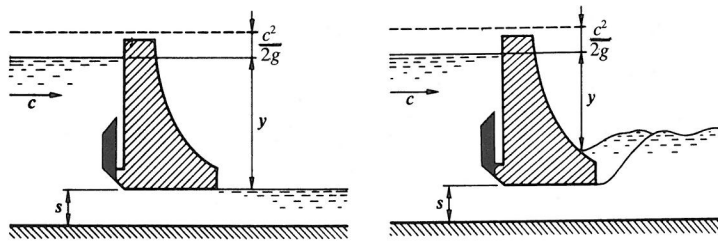
$$Q = \mu b s \sqrt{2g y + c^2} \tag{15.115}$$

Tu je b širina zapornice, a μ je koeficijent istjecanja. Značenje ostalih oznaka u (15.115) vidi se na sl. 15.41. Koeficijent istjecanja ovisi o obliku donjeg praga

Sl. 15.40. Primjeri upotrebe zapornica za podizanje i spuštanje

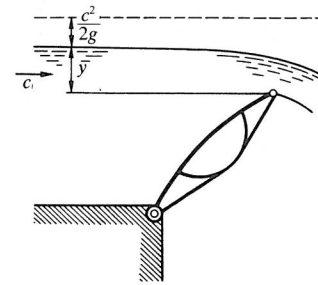


Sl. 15.41. Protok kroz otvor zapornice za podizanje



zapornice, obliku vala preko praga i o obliku bazena za smirivanje vala, a njegova je vrijednost od 0,50 do 0,90. Za točnije određivanje potrebna su ispitivanja na modelima.

Sl. 15.42. Preljev preko zapornice za spuštanje



Protok preko zapornice za spuštanje (sl. 15.42) izračunava se iz relacije

$$Q = \mu b \frac{\sqrt{2}}{g}\left[\sqrt{\left(g y + \frac{c^2}{2}\right)^3} - \sqrt{\left(\frac{c^2}{2}\right)^3}\right] \tag{15.116}$$

Koeficijent istjecanja μ ima vrijednost od 0,60 do 0,90, a točnije vrijednosti određuju se ispitivanjem na modelima.

Zapornice imaju zadatak da održavaju razinu gornje vode na stanovitoj visinskoj koti, te da omoguće preljev suvišne vode. Na taj način one imaju ulogu regulacijskih organa.

5. Nestacionarno strujanje

5.1. Općenito o nestacionarnom strujanju

U nestacionarnom strujanju protok nije konstantan, već je funkcija vremena. On se mijenja djelovanjem regulacijskih organa, pomoću kojih se dovodi u neko novo, poželjno stacionarno stanje.

Pri svakom smanjenju protoka mora nastati usporavanje tekućine, a pri svakome njegovu porastu njezino ubrzanje. Svaka promjena brzine izaziva promjenu tlaka u cjevovodu, odnosno promjenu razine vode u otvorenom toku. To se događa na mjestu regulacijskog organa i širi se na obje strane do krajnjih presjeka cjevovoda, odnosno otvorenog toka. Krajnjim presjecima mogu se smatrati samo oni s jednoznačno definiranim graničnim uvjetima, odnosno s jednoznačnim međusobnim odnosom protoka i energije.

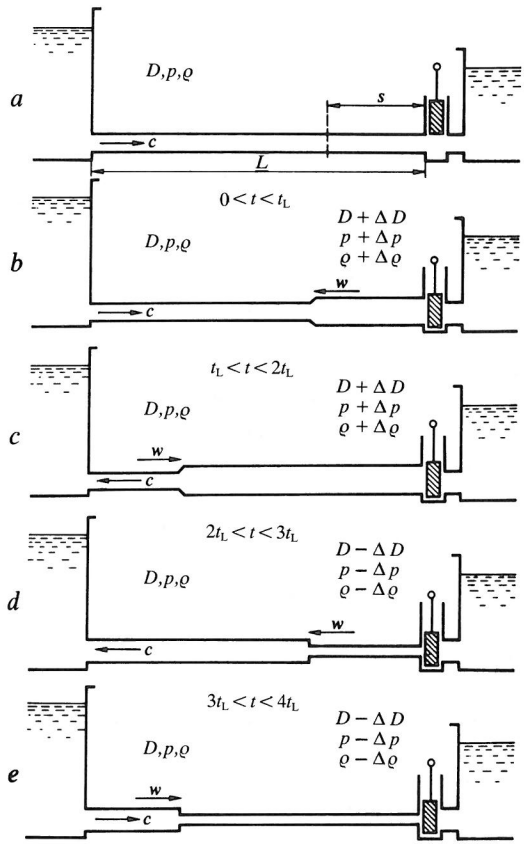
Nestacionarno strujanje ovisi o položaju regulacijskog organa i o načinu njegova djelovanja. Regulacijski je organ na početku, na kraju ili na bilo kojem mjestu između početka i kraja cjevovoda, odnosno otvorenog toka. Njegovo djelovanje može biti ili zatvaranje ili otvaranje.

Najjednostavnije je razmatrati nestacionarno strujanje u ravnome vodoravnom vodu (cjevovodu ili otvorenom toku) konstantna presjeka, kojega je ulazni presjek spojen na rezervoar s konstantnom razinom vode, a izlazni mu je presjek povezan s rezervoarom velikog volumena.

5.2. Pojave pri trenutnom zatvaranju zasuna na kraju cjevovoda

Svako nestacionarno strujanje uzrokovano trenutnom promjenom stanja regulacijskog organa može se vremenski podijeliti u četiri perioda. To, naravno, vrijedi i za trenutno zatvaranje zasuna na kraju cjevovoda (sl. 15.43).

Prvi period počinje zatvaranjem zasuna u trenutku $t = 0$. Kinetička energija zakočene mase tekućine transformira se u energiju tlaka. Tlak pred zasunom



Sl. 15.43. Prilike pri trenutnom zatvaranju zasuna na kraju cjevovoda

naraste, tekućina se zgusne, a cjevovod se, zbog tlaka, proširi, pa se poveća, iako vrlo malo, volumen prostora u njemu. Dio tekućine u cjevovodu ispunja taj dodatni, novonastali prostor i to ponešto usporava kočenje strujanja i slabi porast tlaka. Ta promjena ne nastaje istodobno na cijeloj duljini L cjevovoda, već se ona kreće kao val porasta tlaka, uz konstantnu brzinu širenja w, od zasuna do početka cjevovoda, gdje će stići u toku vremena $t_L = L/w$. Tad je i završen prvi period, kad uzduž cjevovoda vlada isto stanje. U usporedbi sa stanjem prije zatvaranja zasuna, tlak je viši, tekućina gušća i presjek cjevovoda veći, a u tom je trenutku tekućina u stanju mirovanja. Prvi period odvija se u vremenu $0 < t < t_L$ (sl. 15.43b).

Drugi period počinje kad val porasta tlaka dostigne ulazni presjek cjevovoda i obuhvaća razdoblje $t_L < t < 2t_L$ (sl. 15.43c). Budući da se u rezervoaru na početku cjevovoda ne mijenja razina vode, energija je na ulaznom presjeku konstantna i jednaka onoj u stacionarnom stanju, dakle prije zatvaranja zasuna. Stoga tlak padne na iznos koji odgovara stacionarnom stanju, presjek cjevovoda se smanjuje na početno stanje, a to vrijedi i za gustoću tekućine. Zbog nestanka dodatnog volumena u cjevovodu dodatna tekućina otječe natrag u rezervoar. Ta promjena

uzrokuje postepeni pad tlaka u cjevovodu (val sniženja tlaka) i on putuje prema kraju cjevovoda istom brzinom w, pa tu stigne u vremenu $t_r = 2\ t_L = 2\ L/w$, koje se naziva vrijeme refleksije. Time je završen drugi period, kad u cijelom cjevovodu vladaju prilike kao i prije zatvaranja zasuna, ali s tom razlikom što sama tekućina otječe u rezervoar na početku cjevovoda brzinom koja je jednaka onoj prije nego što je zasun bio zatvoren.

Treći period počinje kad val sniženog tlaka stigne do kraja cjevovoda i traje za vrijeme $2\ t_L < t < 3\ t_L$ (sl. 15.43d). Na izlaznom presjeku tekućina je u stanju mirovanja. Budući da tad tekućina otječe u rezervoar na početku cjevovoda, nastaje najprije neposredno uz zasun dalji pad tlaka (podtlak s obzirom na stanje prije zatvaranja zasuna), uz istodobno smanjenje gustoće tekućine i presjeka cjevovoda, pa i smanjenje volumena prostora u cjevovodu. Na taj način dolazi do istiskivanja tekućine, koja otječe u rezervoar, pa donekle slabi snižavanje tlaka. Ta promjena putuje cjevovodom kao val podtlaka brzinom w, te stiže do početka cjevovoda u vrijeme $3\ t_L = 3\ L/w$, kad je završen treći period. Tad uzduž cijelog cjevovoda vlada isto stanje. U usporedbi sa stanjem do zatvaranja zasuna, tlak je niži, gustoća tekućine nešto manja, a presjek je cjevovoda manji. Tekućina je u stanju mirovanja.

Četvrti period počinje kad val podtlaka stigne na početak cjevovoda, a traje tijekom vremena $3\ t_L < t < 4\ t_L$ (sl. 15.43e). Budući da je tlak na ulaznom presjeku konstantan jer se u rezervoaru na početku cjevovoda ne mijenja razina tekućine, tlak na početku cjevovoda poraste na iznos koji je vladao prije zatvaranja zasuna, tekućina je stlačena na gustoću u stacionarnom stanju, a to vrijedi i za presjek cjevovoda. Zbog toga se povećava volumen prostora u cjevovodu, pa tekućina u njega struji iz gornjeg rezervoara. Ta promjena putuje kao val porasta tlaka prema kraju cjevovoda, do kojega stiže u trenutku dvostrukog vremena refleksije $2\ t_r = 4\ t_L = 4\ L/w$. Time je dovršen četvrti period. U svim presjecima uzduž cjevovoda vlada stanje kao prije zatvaranja zasuna.

Cijeli proces, opisan u četiri vremenska perioda, ponavlja se i trajao bi beskonačno dugo kad bi to bila idealna tekućina bez unutrašnjeg trenja. Međutim pri realnoj tekućini proces će nakon nekog vremena prestati.

Promatra li se presjek na udaljenosti s od zasuna (sl. 15.43a), moći će se konstatirati da stacionarni tlak p, koji je bio u cjevovodu prije zatvaranja zasuna, vlada u tom presjeku sve dok do njega ne stigne val porasta tlaka, a to je do trenutka

$$t_{s1} = \frac{s}{w} \tag{15.117}$$

pa stacionarni tlak djeluje u vremenu $\tau_1 = t_{s1}$ (sl. 15.44), ako se računa od momenta zatvaranja zasuna. U trenutku t_{s1} naglo se povisuje tlak $p + \Delta p$ i to stanje traje za vrijeme putovanja vala porasta tlaka do početka cjevovoda $(L - s)/w$ i za vrijeme putovanja vala sniženja tlaka do presjeka s, koje traje također $(L - s)/w$. Prema tome, trajanje djelovanja porasta tlaka iznosi

$$\tau_2 = 2\,\frac{L - s}{w} \tag{15.118}$$

pa povišeni tlak traje do

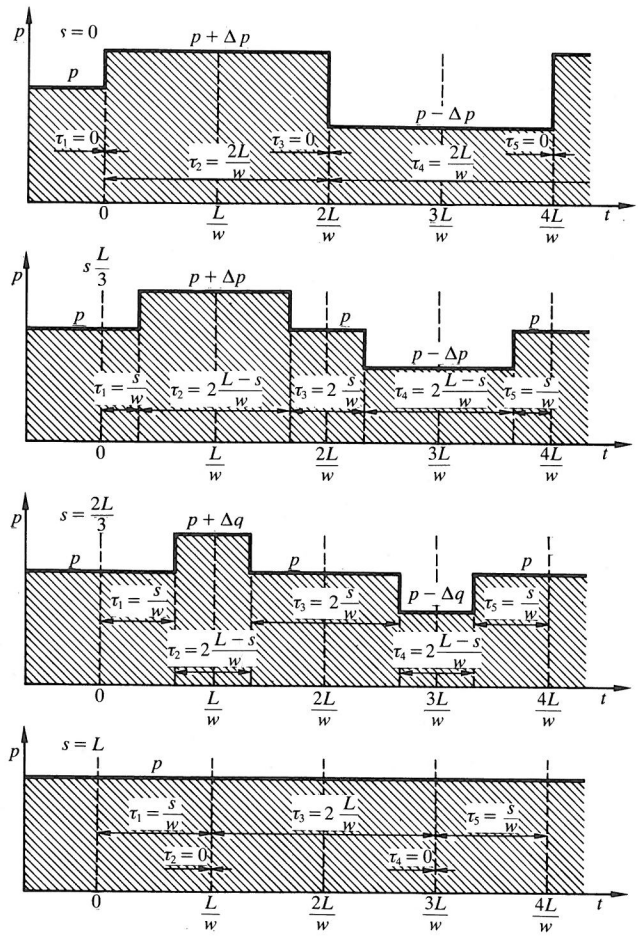
$$t_{s2} = t_{s1} + \tau_2 = \frac{2L - s}{w} \tag{15.119}$$

kad se snizuje tlak na iznos stacionarnog tlaka p. Djelovanje stacionarnog tlaka traje za vrijeme putovanja vala do kraja cjevovoda i za vrijeme putovanja vala podtlaka do presjeka s, pa je

$$\tau_3 = 2\frac{s}{w} \tag{15.120}$$

Ono prestaje u trenutku

$$t_{s3} = t_{s2} + \tau_3 = \frac{2L + s}{w} \tag{15.121}$$



Sl. 15.44. Promjene tlaka u pojedinim presjecima cjevovoda definiranim udaljenošću s od kraja cjevovoda (sl. 15.43a)

Tad se tlak naglo smanjuje, a podtlak $p - \Delta p$ djeluje za vrijeme putovanja vala podtlaka do početka cjevovoda i u toku njegova povratka do promatranog presjeka, pa djelovanje podtlaka traje

$$\tau_4 = 2\frac{L-s}{w} \tag{15.122}$$

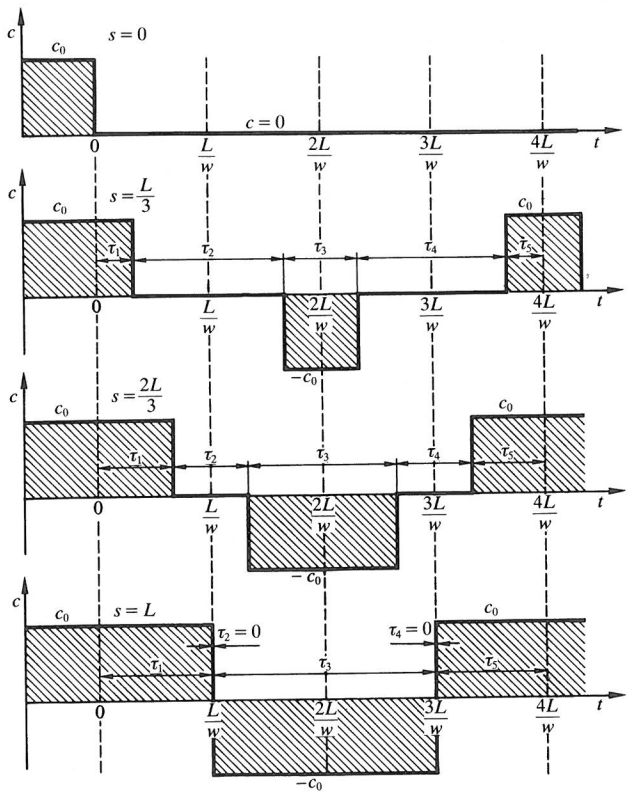
Ono prestaje u trenutku

$$t_{s4} = t_{s3} + \tau_4 = \frac{4L-s}{w} \tag{15.123}$$

kad ponovno poraste tlak do stacionarnog iznosa. Promatrajući samo do kraja četvrtog perioda, stacionarni tlak traje sve dok val povišenja tlaka ne stigne do kraja cjevovoda, a to vrijeme iznosi $t_{s5} = t_{s1}$. Doda li se to vrijeme s/w trajanju τ_4, dobiva se trajanje četiriju vremenskih perioda 4 L/w. Kako je već spomenuto, cijeli se proces ponavlja.

Na sl. 15.44. prikazane su promjene tlaka na kraju cjevovoda ($s = 0$), u dva presjeka ($s = L/3$, $s = 2\,L/3$) i promjene tlaka na početku cjevovoda ($s = L$).

Kao što je prikazano u opisu pojava nakon zatvaranja zasuna, brzina strujanja tekućine u cjevovodu mijenja se skokovito. Pritom treba napomenuti da je brzina



Sl. 15.45. Promjene brzina u pojedinim presjecima cjevovoda definiranim udaljenošću s od kraja cjevovoda (sl. 15.43a)

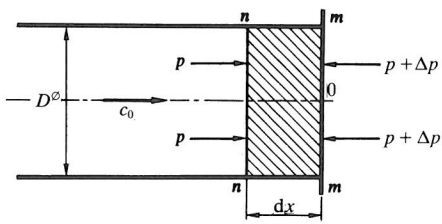
strujanja neposredno uz zasun uvijek jednaka nuli, pa se spomenute skokovite promjene odnose na ostale presjeke cjevovoda uključujući i početni presjek. Promatra li se neki presjek na udaljenosti s od kraja cjevovoda, dolazi se do zaključka da se promjene brzine događaju u istim trenucima kao i promjene tlaka. Brzina ima vrijednost $+c_0$, a odgovara po iznosu i smjeru onoj u stacionarnom pogonu, u razdobljima kad vlada tlak p, a koja prethode razdobljima s porastom tlaka $p + \Delta p$. Brzina strujanja ima, međutim, vrijednost $-c_0$, dakle po iznosu je jednaka brzini u stacionarnom pogonu, ali ima smjer od kraja prema početku cjevovoda, u razdobljima kad djeluje tlak p, ali koja prethode onima sa sniženim tlakom $p - \Delta p$ (sl. 15.44).

Na sl. 15.45. predočene su promjene brzine strujanja tekućine na kraju cjevovoda ($s = 0$), u dva presjeka cjevovoda ($s = L/3$, $s = 2\,L/3$) i promjene brzine na početku cjevovoda ($s = L$). Za određivanje brzine na početku cjevovoda dopušteno je smatrati da u trenutku L/w vlada u jednom času povišeni, a u 3 L/w sniženi tlak.

5.3. Brzina širenja vala tlaka u cjevovodu

Kad bi tekućina bila nestlačiva i stijenke cjevovoda neelastične, pri naglom zatvaranju zasuna zaustavila bi se u istom trenutku sva voda u cjevovodu, pa bi zbog transformacije kinetičke energije u energiju tlaka nastao vrlo velik porast tlaka na cijeloj duljini cjevovoda. U stvarnosti, međutim, stanje je drukčije, kako je već opisano.

U neizmjerno malenom razmaku vremena $\mathrm{d}t$ nakon zatvaranja zasuna zaustavit će se do zasuna najbliži sloj m-n (sl. 15.46) debljine $\mathrm{d}x$. Masa tekućine $\varrho A_0\,\mathrm{d}x$, gdje je $A_0 = D_0^2\,\pi/4$ površina unutrašnjeg presjeka cjevovoda, odnosno volumen $A_0\,\mathrm{d}x$, tog sloja, u vremenu $\mathrm{d}t$ stisnut će se zbog djelovanja susjednih slojeva. U slobodni dio tog volumena, nastaloga stlačivanjem tekućine, ući će brzinom c_0 tekućina još nezaustavljenih slojeva. Brzina c_0 jednaka je brzini strujanja do zatvaranja zasuna.



Sl. 15.46. Porast tlaka na kraju cjevovoda neposredno nakon zatvaranja zasuna u vremenu $\mathrm{d}t$

Ako se sa p označi tlak u točki 0 (sl. 15.46) prije zatvaranja zasuna, a sa $p + \Delta p$ tlak koji nastaje nakon toga, može se pomoću teorema o promjeni količine gibanja odrediti porast tlaka Δp. Djeluje li, dakle, na presjek m-m tlak $p + \Delta p$, a na presjek n-n tlak p, projekcija će impulsa vanjskih sila u toku vremena $\mathrm{d}t$ na os cjevovoda biti $\Delta p\,A\,\mathrm{d}t$, a tome odgovarajuća promjena količine gibanja zaustavljenog sloja tekućine $\varrho A\,v_0\,\mathrm{d}x$, pa se nakon izjednačenja dobiva

$$\Delta p \, \mathrm{d}t = \varrho \, c_0 \, \mathrm{d}x \tag{15.124}$$

Označi li se diferencijalni kvocijent $\mathrm{d}x/\mathrm{d}t$ sa w, izlazi porast tlaka

$$\Delta p = \varrho \, c_0 \, w \tag{15.125}$$

U toku idućega vremenskog intervala $\mathrm{d}t$ zaustavit će se sljedeći sloj tekućine debljine $\mathrm{d}x$, u kojem će također porasti tlak, zatim treći sloj itd. Tako će se povišenje tlaka postepeno širiti uzduž cijevi u smjeru suprotnome strujanju tekućine. Ta pojava odgovara prvom periodu pojave opisane u 5.2. ovog poglavlja. Veličina w brzina je širenja vala tlaka.

Izvan granica odsječka $\mathrm{d}x$ (sl. 15.46) za vrijeme $\mathrm{d}t$ gibanje tekućine ostalo je nepromijenjeno, uz brzinu strujanja c_0. U promatrani dio cjevovoda dodatno će ući volumen tekućine

$$\mathrm{d}V = A_0 \, c_0 \, \mathrm{d}t \tag{15.126}$$

Taj dodatni volumen zauzet će u promatranom dijelu cjevovoda dodatni prostor zbog stlačivanja tekućine u dijelu $\mathrm{d}x$ i zbog proširenja cijevi u istom dijelu cjevovoda.

Volumen tekućine $A_0 \, \mathrm{d}x$ zbog porasta tlaka za Δp smanjit će se za iznos

$$\mathrm{d}V_1 = A_0 \, \mathrm{d}x \frac{\Delta p}{E_\mathrm{v}} \tag{15.127}$$

Tu je E_v modul elastičnosti tekućine, koji je recipročna vrijednost stlačivosti (odjeljak 1. ovog poglavlja). Dodatni će volumen, nastao zbog povećanog presjeka cjevovoda na duljini $\mathrm{d}x$, biti

$$\mathrm{d}V_2 = \mathrm{d}A_0 \, \mathrm{d}x \tag{15.128}$$

Pritom je $\mathrm{d}A$ povećana površina presjeka cjevovoda zbog elastičnosti materijala stijenki, kao posljedica porasta tlaka.

Izjednačivši volumen $\mathrm{d}V$ sa zbrojem volumena $\mathrm{d}V_1$ i $\mathrm{d}V_2$ dobiva se

$$A_0 \, c_0 \, \mathrm{d}t = A_0 \, \mathrm{d}x \frac{\Delta p}{E_\mathrm{v}} + \mathrm{d}A_0 \, \mathrm{d}x \tag{15.129}$$

pa je

$$c_0 \frac{\mathrm{d}t}{\mathrm{d}x} = \frac{\Delta p}{E_\mathrm{v}} + \frac{\mathrm{d}A_0}{A_0} \tag{15.130}$$

Brzinu strujanja tekućine c_0 može se odrediti iz (15.125), a usto je $\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t} = w$.

Nakon uvrštavanja u (15.125) izlazi

$$\frac{\Delta p}{\varrho w^2} = \frac{\Delta p}{E_\mathrm{v}} + \frac{\mathrm{d}A_0}{A_0} \tag{15.131}$$

Drugi član u (15.131) dade se prikazati pomoću promjera cijevi

$$\frac{\mathrm{d}A_0}{A_0} = \frac{\mathrm{d}(D^2\pi/4)}{D^2\pi/4} = \frac{2\,\mathrm{d}D}{D} = 2\frac{\mathrm{d}\sigma}{E_s} \tag{15.132}$$

Tu je σ naprezanje materijala cijevi, a E_s modul njegove elastičnosti. Naprezanje se izračunava kao omjer između sile $F_p = D\,p\,\mathrm{d}x$, koja je posljedica tlaka u cjevovodu, i površine presjeka stijenki cjevovoda $A_s = 2s\,\mathrm{d}x$, gdje je s debljina stijenke cijevi, a $\mathrm{d}x$ duljina dijela cjevovoda. Naprezanje će materijala cijevi biti

$$\frac{F_p}{A_s} = \frac{Dp}{2s} \tag{15.133}$$

Uz povećanje tlaka za Δp nastaje i porast naprezanja $\mathrm{d}\sigma$, pa je

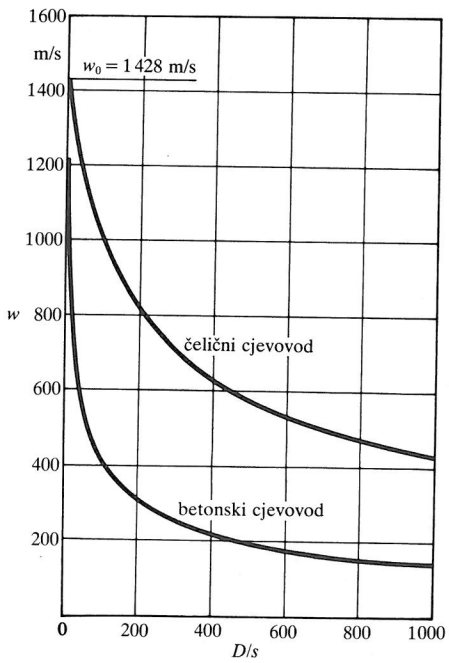
$$\mathrm{d}\sigma = \frac{D}{2s}\Delta p \tag{15.134}$$

Odatle izlazi

$$\frac{\mathrm{d}A_0}{A_0} = \frac{\Delta p}{E_s}\frac{D}{s} \tag{15.135}$$

Uvrštavanjem u (5.131) dobiva se

$$\frac{1}{\varrho w^2} = \frac{1}{E_v} + \frac{1}{E_s}\frac{D}{s} \tag{15.136}$$



Sl. 15.47. Ovisnost brzine širenja vala tlaka u vodi u čeličnom i betonskom cjevovodu o omjeru promjera i debljine stijenke

odakle je brzina širenja vala tlaka

$$w = \sqrt{\frac{1}{\varrho}\frac{1}{\frac{1}{E_v}+\frac{1}{E_s}\frac{D}{s}}} \tag{15.137}$$

Računa li se, međutim, s krutim cjevovodom ($1/E_s = 0$), rezultat je brzina w_0, jednaka brzini zvuka u promatranoj tekućini, a iznosi

$$w_0 = \sqrt{\frac{E_v}{\varrho}} \tag{15.138}$$

Za zadanu tekućinu i zadani materijal brzina širenja vala tlaka ovisi samo o omjeru između promjera cjevovoda i debljine stijenke (D/s). Na sl. 15.47. prikazana je ovisnost brzine w o omjeru D/s za čelični ($E_s = 19{,}6 \cdot 10^{10}$ kg/ms^2) i betonski cjevovod ($E_s = 19{,}6 \cdot 10^9$ kg/ms^2) te za vodu ($E_v = 20{,}4 \cdot 10^8$ kg/ms^2, što odgovara recipročnoj vrijednosti stlačivosti, koja je navedena u odjeljku 1. ovog poglavlja) kao tekućinu. Brzine u betonskom cjevovodu za isti omjer D/s znatno su manje nego u čeličnome, što upućuje na znatan utjecaj elastičnosti stijenki.

5.4. Pojave pri postepenom zatvaranju zasuna na kraju cjevovoda

Postepeno zatvaranje cjevovoda, tijekom vremena zatvaranja t_z, može se zamisliti kao niz trenutnih smanjenja brzine za Δc_t, koja uzrokuju niz trenutnih porasta tlaka, što prema (15.125) iznose

$$\Delta p_t = \varrho \, \Delta c_t \, w \tag{15.139}$$

Ako je poznat zakon promjene brzine $c(t)$ ovisno o vremenu, moguće je za presjek neposredno uz zasun odrediti i ovisnost porasta tlaka o vremenu u tom presjeku, pa je

$$\Delta p(t) = \varrho \, w[c_0 - c(t)] \tag{15.140}$$

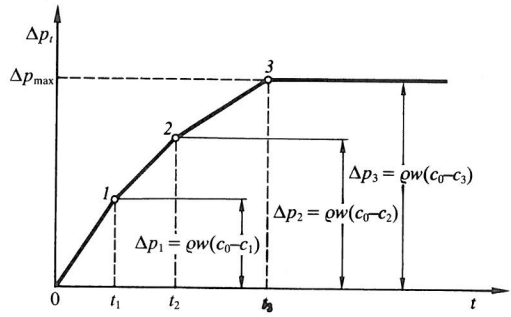
što znači da će u trenutku t tlak uz zasun biti

$$\Delta p_t = \varrho \, w(c_0 - c_t) \tag{15.141}$$

Na sl. 15.48. primjer je porasta tlaka uz postepeno zatvaranje zasuna na kraju cjevovoda. Brzina istjecanja kroz zasun smanjuje se linearno unutar svakoga od tri vremenska intervala, s tim da je u trenutku t_3 brzina istjecanja $c_3 = 0$. Promjena tlaka s vremenom prikazana je trima dužinama 0–1–2–3, a u trenutku t_3 tlak postiže

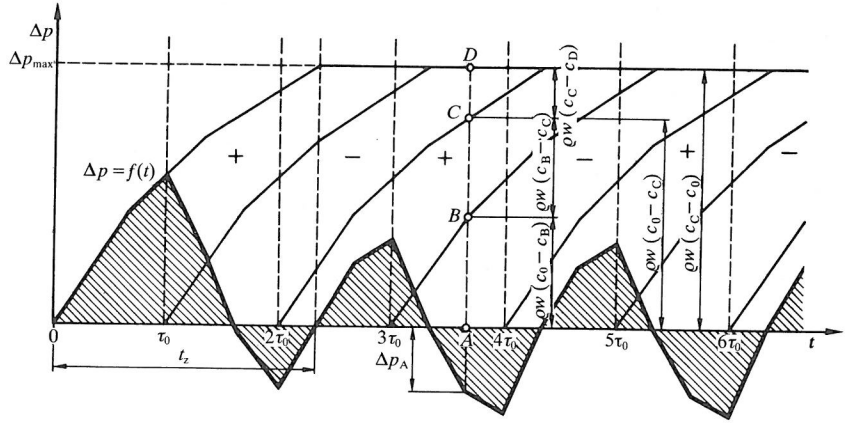
maksimalnu vrijednost Δp određenu relacijom (15.125) i relacijom (15.141) kad se postavi da je $c_t = 0$.

Porast tlaka na kraju cjevovoda odvijao bi se prema krivulji $\Delta p = f(t)$ prikazanoj na sl. 15.48. kad ne bi bilo djelovanja valova tlaka u drugom, trećem itd. periodu (5.2. ovog poglavlja). Djelovanje vala sniženja tlaka na kraju cjevovoda počinje se osjećati tek pošto je val porasta tlaka stigao do početka cjevovoda i val sniženja



Sl. 15.48. Primjer povišenja tlaka na kraju cjevovoda pri postepenom zatvaranju zasuna kad ne bi bilo djelovanja valova sniženja tlaka

tlaka do njegova kraja. To znači da val sniženja tlaka počinje djelovati poslije dva vremenska perioda, dakle u trenutku $\tau_0 = 2L/w$ nakon početka zatvaranja zasuna. Pojava sniženja tlaka slijedi istu vremensku zakonitost kao i pojava porasta tlaka, samo s vremenskim pomakom za τ_0 sekunda. Promatrajući uvijek presjek na kraju cjevovoda, nakon vremena $2\tau_0 = 4L/w$ pojavit će se nanovo djelovanje vala porasta tlaka što nastaje nakon četvrtog perioda, i opet s istom vremenskom zakonitošću, itd. Te promjene tlaka na kraju cjevovoda mogu se, dakle, prikazati nizom krivulja međusobno paralelnih, ali i međusobno pomaknutih za vrijeme τ_0 (sl. 15.49). Površine između tih krivulja označuju se pozitivnim predznakom (+) ako je riječ o površini ispod krivulje kojom je određen porast tlaka, a površine između krivulja označuju se negativnim predznakom (−) ako se ispod krivulje prikazuje sniženje tlaka.



Sl. 15.49. Primjer grafičke konstrukcije za određivanje promjene tlaka $Dp = f(t)$ na kraju cjevovoda pri postepenom zatvaranju zasuna

Pomoću takvih krivulja određuje se porast i sniženje tlaka na kraju cjevovoda u bilo kojem trenutku nakon početka zatvaranja zasuna. Na sl. 15.49. primjer je određivanja promjene tlaka u momentu A. Tad na tlak na kraju cjevovoda utječu tri vala tlaka: negativni koji započinje u τ_0, pozitivni s početkom u $2\tau_0$, i negativni koji je započeo u $3\tau_0$. Promatranom trenutku na krivuljama promjene tlaka odgovaraju točke B, C, D, koje imaju ordinate

$$\begin{aligned} \mathrm{AD} &= \varrho w(c_0 - c_\mathrm{D}) \\ \mathrm{AC} &= \varrho w(c_0 - c_\mathrm{C}) \\ \mathrm{AB} &= \varrho w(c_0 - c_\mathrm{B}) \end{aligned} \tag{15.142}$$

Na tlak na kraju cjevovoda utječu tri vala tlaka, koji daju

$$\begin{aligned} &\text{sniženje tlaka:} && \mathrm{DC} = \varrho w(c_\mathrm{C} - c_\mathrm{D}) \\ &\text{povišenje tlaka:} && \mathrm{CB} = \varrho w(c_\mathrm{B} - c_\mathrm{C}) \\ &\text{sniženje tlaka:} && \mathrm{BA} = \varrho w(c_\mathrm{A} - c_\mathrm{B}) \end{aligned} \tag{15.143}$$

pa se zbrajanjem dobiva promjena tlaka

$$\Delta p_\mathrm{A} = -\mathrm{DC} + \mathrm{CB} - \mathrm{BA} \tag{15.144}$$

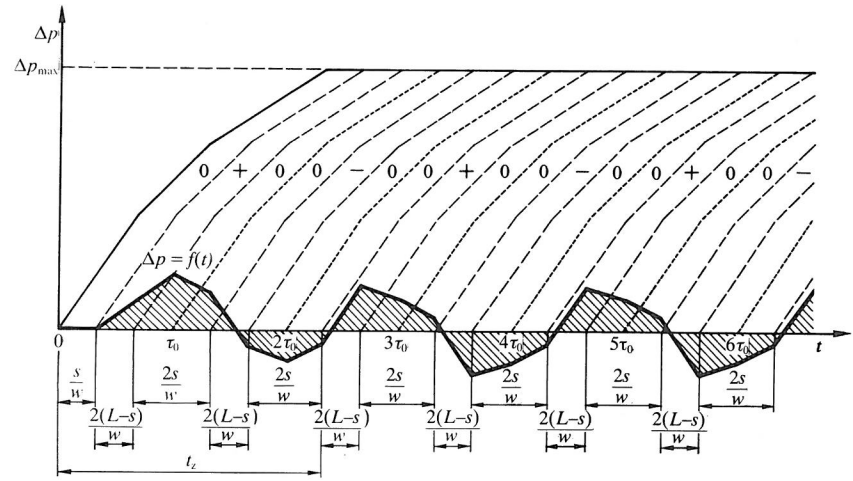
Na taj se način za svaki trenutak nađe promjena tlaka zbrajanjem odsječaka na vertikali, a uzevši u obzir predznak površine među krivuljama. Na sl. 15.49. prikazana je promjena tlaka $p = f(t)$, koja je određena na opisani način.

Konstrukcija na toj slici vrijedi za presjek na kraju cjevovoda. Ako se želi promatrati promjena tlaka u nekom presjeku koji je na udaljenosti s od kraja cjevovoda, valja svaku površinu među krivuljama širine $\tau_0 = 2L/w$ podijeliti u tri dijela, od kojih prvi i treći odgovaraju trajanju s/w, a srednji trajanju $2(L - s)/w$. Na taj način odijeljena su područja bez promjene tlaka (prvi i treći dio) od onoga s promjenom tlaka (srednji dio), što je u skladu sa sl. 15.44. Samo srednji dio nosi oznaku (+) ili (−) ovisno o tome raste li tlak ili pada. Ostali dijelovi nose oznaku 0 jer ne izazivaju ni porast ni opadanje tlaka. Nakon takve podjele dade se odrediti promjena tlaka u svakom trenutku na već opisani način, ali ordinate u pojasu s oznakom 0 ne pridonose ni povećanju ni sniženju tlaka. Tako je određena promjena tlaka $p = f(t)$ na sl. 15.50.

U oba primjera (sl. 15.49. i 15.50.) kojima je ilustriran način određivanja promjene tlaka, pretpostavilo se da je trajanje zatvaranja zasuna dulje od vremena τ_0, koje odgovara dvama periodima. Pretpostavljeno je, dakle, da je $t_z > 2L/w = \tau_0$. U oba slučaja najveći porast tlaka ne dostiže vrijednost maksimalno mogućega $\Delta p_{\max}$.

Za presjek na kraju cjevovoda bit će postignut maksimalni mogući porast tlaka $\Delta p_{\max}$ kad bude trajanje zatvaranja zasuna jednako vremenu τ_0 ili od njega kraće, odnosno kad je

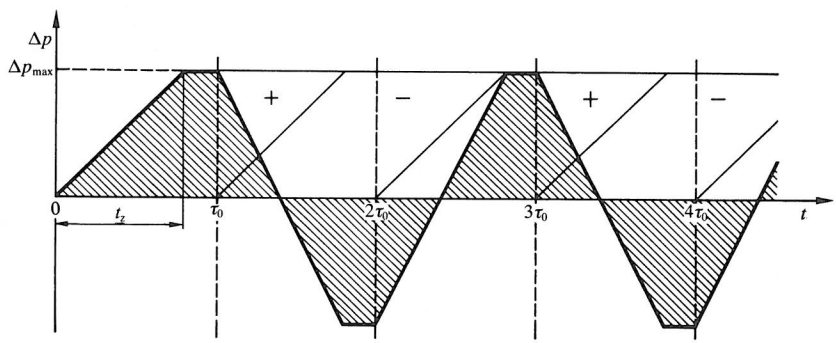
$$t_z \leqq \frac{2L}{w} = \tau_0 \tag{15.145}$$



Sl. 15.50. Primjer grafičke konstrukcije za određivanje promjene tlaka $Dp = f(t)$ u presjeku udaljenom s od kraja cjevovoda pri postepenom zatvaranju zasuna

Na sl. (15.51) predočena je promjena tlaka na kraju cjevovoda kad je zadovoljena nejednadžba (15.145). Ako, međutim, to nije, tlak će maksimalno porasti u trenutku τ_0 jer će poslije toga djelovati val sniženja tlaka. Ako se za vrijeme zatvaranja zasuna protok mijenja po linearnom zakonu, maksimalni je tlak na kraju cjevovoda Δp_0 moguće ustanoviti iz sličnosti trokuta 0A′B′ i 0AB (sl. 15.52), pa je

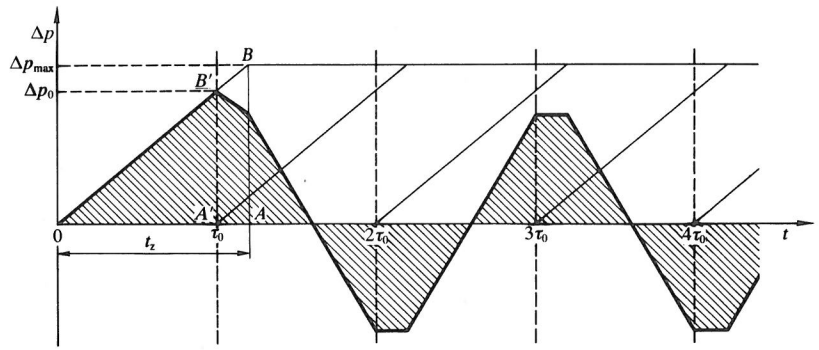
$$\frac{\Delta p_0}{\Delta p_{\max}} = \frac{\tau_0}{t_z} \tag{15.146}$$



Sl. 15.51. Primjer promjene tlaka na kraju cjevovoda kad je $t_z < 2L/w = \tau_0$

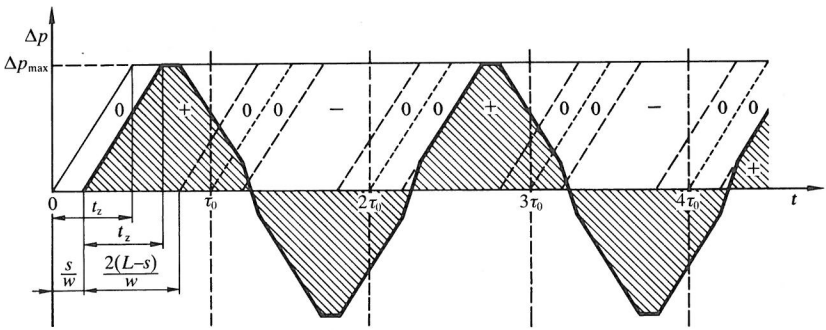
Uvrste li se vrijednosti za $\Delta p_{\max} = c_0 w$ i za $\tau_0 = \dfrac{2L}{w}$, dobiva se

$$\Delta p_0 = 2\varrho \frac{c_0 L}{t_z} \tag{15.147}$$



Sl. 15.52. Primjer promjene tlaka na kraju cjevovoda kad je $t_z > 2L/w = \tau_0$

Maksimalni porast tlaka Δp_s na udaljenosti s od kraja cjevovoda ovisi o udaljenosti s i o trajanju zatvaranja t_z. Ako je trajanje zatvaranja t_z kraće od $2(L-s)/w$ (sl. 15.53), na udaljenosti s pojavit će se tlak jednak maksimalnome Δp_{max} jer potpunog zatvaranja zasuna neće biti do djelovanja vala sniženja tlaka.



Sl. 15.53. Primjer promjene tlaka u presjeku udaljenom s od kraja cjevovoda kad je $t_z < (L-s)/w$

Prema tome, ako je

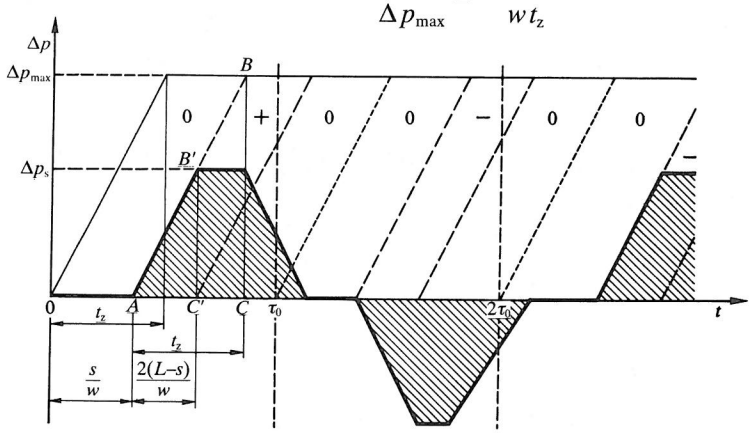
$$t_z \leqq \frac{2(L-s)}{w} \tag{15.148}$$

na udaljenosti z vladat će maksimalni tlak Δp_{max}. On će nastati u svim presjecima od kraja cjevovoda sve do udaljenosti s_0. Ta granična udaljenost izračuna se iz (15.148) ako se izjednače lijeva i desna strana. Tad je

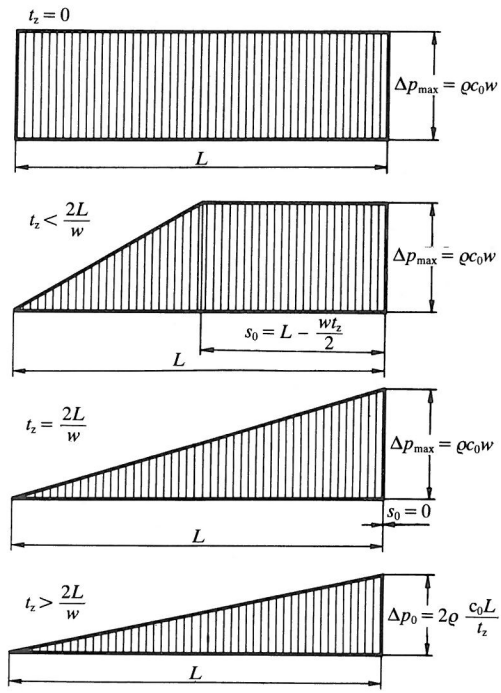
$$s_0 = L - \frac{w t_z}{2} \tag{15.149}$$

Kad se promatra presjek još dalji od kraja cjevovoda, dakle kad je $s > s_0$, najveći porast tlaka bit će manji od maksimalnog Δp_{max} jer će prije djelovati val sniženja tlaka (sl. 15.54). Najveći porast tlaka moguće je tad odrediti iz sličnosti trokuta ABC i AB′C′, pa izlazi

$$\frac{\Delta p_s}{\Delta p_{max}} = \frac{2(L-s)}{w t_z} \tag{15.150}$$



Sl. 15.54. Primjer promjene tlaka u presjeku udaljenom s od kraja cjevovoda kad je $t_z > 2(L-s)/w$, odnosno kad je $s > s_0$ (15.149)



Sl. 15.55. Najveći porast tlaka u cjevovodu ovisno o mjestu presjeka i o trajanju zatvaranja zasuna

Ako se umjesto $wt_z/2$ uvrsti vrijednost iz (15.149), dobiva se

$$\Delta p_s = \frac{L - s}{L - s_0} \Delta p_{max} \tag{15.151}$$

Prema tome, najveći tlak u presjeku s, kad je $s > s_0$, opada proporcionalno s porastom udaljenosti od kraja cjevovoda, s tim da na početku cjevovoda postiže vrijednost nula jer tu nema promjene tlaka.

Naravno, sve izvedene formule vrijede samo za linearnu ovisnost promjene protoka s vremenom, pa uz takvu pretpostavku vrijede i dijagrami na sl. 15.55., na kojima su prikazane vrijednosti najvećeg porasta tlaka u pojedinim presjecima.

5.5. Pojave pri trenutnom zatvaranju zapornice na kraju otvorenog kanala

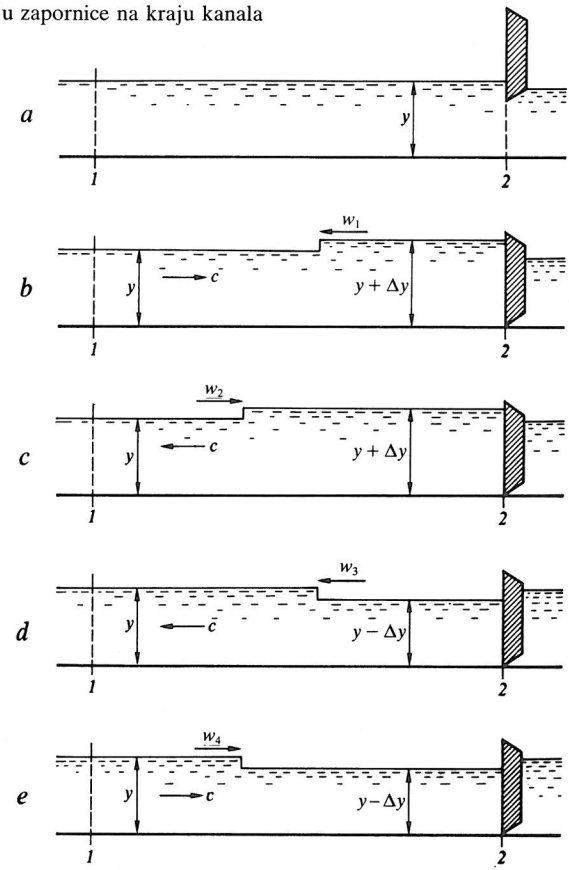
Kad se zatvori zapornica na kraju otvorenog kanala, nastaju slične pojave strujanja kao pri zatvaranju zasuna na kraju cjevovoda.

Prvi period počinje zatvaranjem zapornice (sl. 15.56b). Kinetička energija zakočene mase vode transformira se u potencijalnu energiju. Razina vode pred zapornicom naraste za Δy, protočni presjek kanala poraste, pa se stoga poveća i mogućnost akumuliranja vode u njemu. Dio vode u kanalu puni taj povećani volumen, nastao porastom mogućnosti akumuliranja, što usporava pojavu kočenja i smanjuje porast razine vode. Ta pojava širi se kao val porasta razine brzinom w_1, od kraja prema početku kanala, do kojega stiže u vremenu $t_1 = L/w_1$, gdje je L duljina kanala. U trenutku t_1 uzduž cijelog kanala razina je vode povišena, a voda je u stanju mirovanja.

Drugi period počinje kad val porasta razine stigne do rezervoara na početku kanala (presjek 1 na sl. 15.56), u kojem se održava konstantna razina. Tad nastaje sniženje razine vode, pa ona u kanalu pada na onu vrijednost prije zatvaranja zapornice, zatim se mogućnost akumuliranja smanjuje te voda otječe u rezervoar na početku kanala. Ta se promjena odvija u obliku vala uspostavljanja razine (sl. 15.56c), koji se brzinom w_2 širi prema kraju kanala, gdje stiže u trenutku $t_2 = t_1 + L/w_2$. Time je završen drugi period, kad je uzduž cijelog kanala razina vode kao prije zatvaranja zapornice, ali s tom razlikom što struji negativnom brzinom prema rezervoaru na početku kanala.

Kad val sniženja razine stigne do kraja kanala, počinje treći period. Zbog strujanja vode u rezervoar na početku kanala, nastaje dalje sniženje razine vode u kanalu za $-\Delta y$ u usporedbi s onom prije zatvaranja zapornice što dovodi do smanjenja mogućnosti akumuliranja vode. Ta se promjena odvija kao val sniženja razine, koji putuje brzinom w_3 prema kraju kanala (sl. 15.56d), gdje stiže u trenutku $t_3 = t_2 + L/w_3$. Tad završava treći period. U svim presjecima voda je na istoj razini, nižoj nego prije zatvaranja zapornice, i u stanju je mirovanja.

Sl. 15.56. Prilike pri trenutnom zatvaranju zapornice na kraju kanala



U četvrtom periodu (sl. 15.56e) voda dotječe iz rezervoara u kanal i razina joj raste do one prije zatvaranja kanala. Ta se pojava očituje kao val uspostavljanja razine, koji putuje brzinom w_4 prema kraju kanala, gdje će biti u trenutku $t_4 = t_3 + L/w_4$. Na kraju perioda, u momentu t_4, uspostavljeno je stanje kao prije zatvaranja zapornice, pa se cijeli proces ponavlja.

Kad se promatraju presjeci 1 i 2 na sl. 15.57a, oslanjajući se na jednadžbu kontinuiranosti, može se postaviti relacija

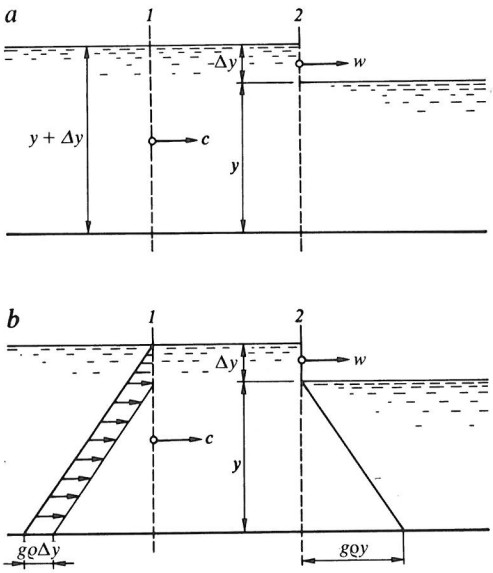
$$b(y + \Delta y)c = \varrho g \, \Delta y \, w \tag{15.152}$$

S druge strane, izjednače li se veličine gibanja s vanjskim silama, dobiva se (prema sl. 15.57b) izraz

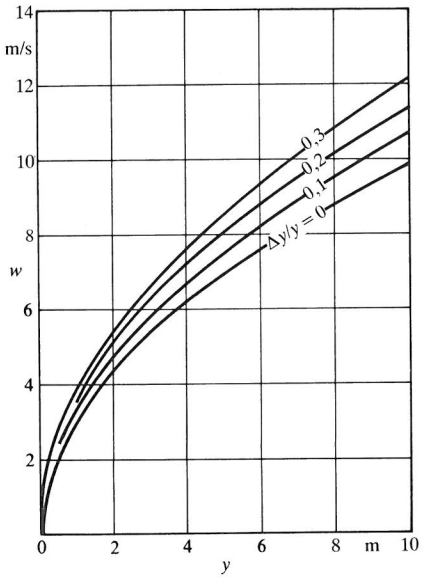
$$(\varrho b \, \Delta y \, w)w - [\varrho b(y + \Delta y)c]c = b\, y(g\, \varrho\, y) + b\, \Delta y\left(g\, \varrho \frac{y}{2}\right) \tag{15.153}$$

U relacijama (15.152) i (15.153) sa b je označena širina kanala, a u (15.153) uzet je samo utjecaj porasta razine Δy jer se utjecaji osnovnog stupca vode međusobno poništavaju. Ako se iz (15.152) odredi c i uvrsti u (15.153), rezultat je

$$w = \sqrt{gy\left[1 + \frac{3}{2}\frac{\Delta y}{y} + \left(\frac{\Delta y}{y}\right)^2\right]} \tag{15.154}$$



Sl. 15.57. Prikaz za određivanje jednadžbi (15.152) i (15.153)



Sl. 15.58. Ovisnost brzine širenja vala o promjeni razine vode u kanalu

Za male vrijednosti Δy s obzirom na y relacija prelazi u jednostavan izraz

$$w = \sqrt{g\,y} \tag{15.155}$$

Utjecaj porasta razine prikazan je na sl. 15.58. Zapaža se da omjer $\Delta y/y$ relativno malo utječe na brzinu širenja vala i da su relativno male brzine širenja vala u kanalu u usporedbi s onima u cjevovodu (sl. 15.47).

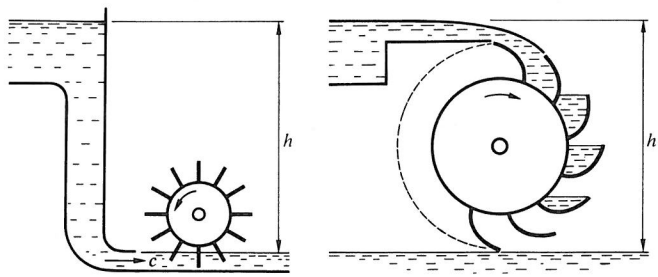
ŠESNAESTO POGLAVLJE

Vodne turbine

1. Osnovna podjela vodnih turbina

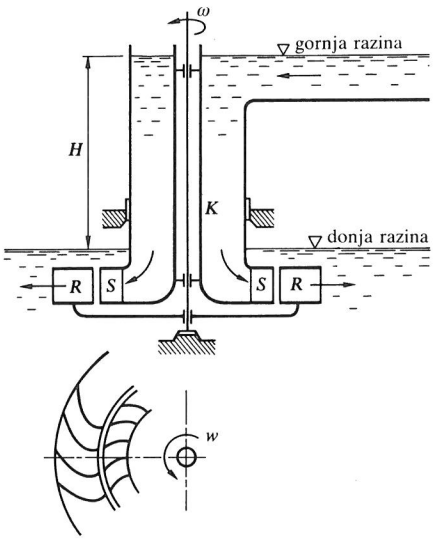
Energija koju ima neka tekućina, u ovom razmatranju voda, što struji nekom brzinom sastoji se od energije tlaka, potencijalne i kinetičke energije. Svaka od tih energija može se pretvoriti na pogodan način u drugi oblik, koji se pomoću strojeva transformira u mehaničku energiju.

Najjednostavniji su takvi strojevi vodenička kola, a ona se izvode za iskorištavanje kinetičke energije (sl. 16.1a) ili su tjerana pomoću potencijalne energije (sl. 16.1b). Takva vodenička kola upotrebljavana su već u najdavnijim vremenima. Danas još služe za pogon malih mlinova. Osim toga, moguće je ostvariti i stapni stroj tjeran vodom kao djelatnom tvari, u kojem se iskorištava energija tlaka. Snage koje se postižu takvim strojevima vrlo su male, a i stupanj je djelovanja vrlo slab. Izuzetak je vodeničko kolo koje iskorištava potencijalnu energiju (sl. 16.1b) jer ono može imati vrlo dobar stupanj djelovanja ako je pogodno konstruirano.

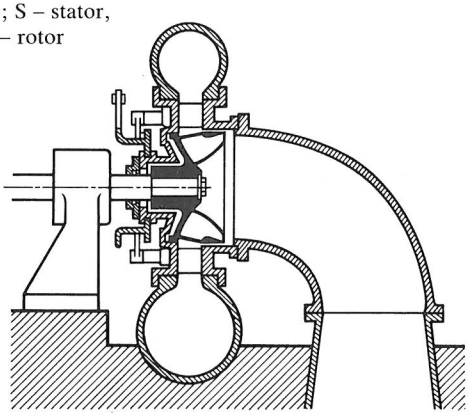


Sl. 16.1. Skice vodeničnih kola: a) iskorištavanje kinetičke energije, b) iskorištavanje potencijalne energije

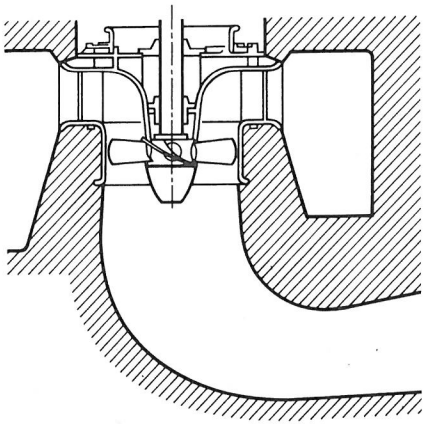
Prva vodna turbina u današnjem smislu postavljena je 1837. godine u Francuskoj. To je Fourneyronova turbina (sl. 16.2), nazvana po njezinu konstruktoru. Snaga joj je bila oko 44 kW. Voda dotječe kanalom u komoru K, iz koje struji u stator S, a iz njega u rotor R. Lopatice statora usmjeruju strujanje vode, a okretanjem se lopatica rotora energija vode transformira u mehaničku energiju.



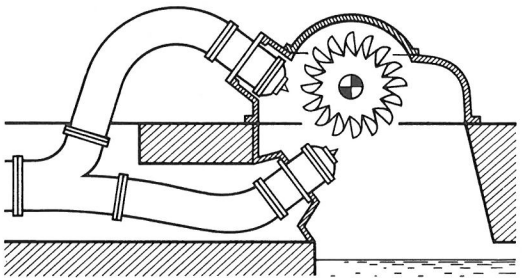
◀ Sl. 16.2. Skica Fourneyronove vodne turbine; S – stator, B – rotor



Sl. 16.3. Skica Francisove vodne turbine s horizontalnom osovinom



◀ Sl. 16.4. Skica Kaplanove turbine



Sl. 16.5. Skica Peltonove turbine s dvije mlaznice

U Fourneyronovoj turbini voda struji od osovine prema obodu. Nešto poslije toga konstruirana je Jonvalova turbina, u kojoj voda struji paralelno s osovinom, a radi na istom principu kao Fourneyronova. Rotor je smješten iznad razine donje vode, a voda po izlasku iz njega struji kroz difuzor. Iz istog doba je Girardova turbina, gdje voda struji aksijalno, kao u Jonvalovoj turbini, ali iz rotora slobodno otječe, pa ne ispunjava sasvim prostor među lopaticama.

Danas se u osnovi grade dva tipa vodnih turbina: pretlačne (ili reakcione) turbine i turbine slobodnog mlaza (ili akcione turbine).

Pretlačnim turbinama nazivaju se vodne turbine u kojima je tlak na ulazu u rotor veći od onoga na njegovu izlazu, što odgovara reakcionim parnim turbinama. U pretlačnim turbinama, naime, dio se energije tlaka transformira u kinetičku

energiju u statoru, a dio u rotoru. U turbinama slobodnog mlaza tlak je na ulazu u rotor jednak kao i na njegovu izlazu, što odgovara akcionim parnim turbinama, jer se sva energija tlaka transformira u kinetičku energiju vode u statoru.

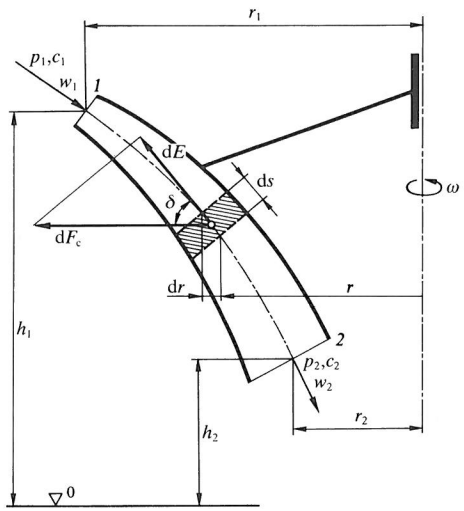
Izvode se dva tipa pretlačnih vodnih turbina: Francisova (sl. 16.3) i Kaplanova turbina (sl. 16.4). Prvu je konstruirao Amerikanac Francis (1847), a drugu Čeh Kaplan (1922). Ponekad se izvodi i propelerna turbina, u principu Kaplanova, ali s nepomičnim rotorskim lopaticama (u Kaplanovoj se turbini rotorske lopatice mogu pomicati da bi se bolje prilagodile uvjetima strujanja). Francisova turbina izvodi se s horizontalnom (sl. 16.3) i s vertikalnom osovinom, a Kaplanove i propelerne turbine samo s vertikalnom osovinom.

Peltonova je turbina (sl. 16.5) jedini tip vodne turbine slobodnog mlaza koji se danas izvodi. Konstruirao ju je 1878. godine Amerikanac Pelton. Na sl. 16.5. izvedba je s dvije mlaznice, a Peltonova turbina izvodi se s jednom i s više mlaznica.

2. Energetski odnosi u vodnim turbinama

2.1. Osnovne jednadžbe pretlačnih vodnih turbina

Na sl. 16.6. presjek je kroz kanal koji rotira jednolikom brzinom i kojim struji tekućina.



Sl. 16.6. Prikaz strujanja kroz kanale koji rotiraju jednolikom brzinom

Zamislit će se najprije da kanal miruje napunjen vodom i da je zatvoren na ulazu (presjek 1) i na izlazu (presjek 2). Za taj slučaj Bernoullieva će jednadžba glasiti

$$\frac{p_1}{\varrho} + g\,h_1 = \frac{p_2}{\varrho} + g\,h_2 \qquad (16.1)$$

Ako se zamisli da kanal napunjen tekućinom rotira konstantnom kutnom brzinom ω, ali još uvijek uz zatvoreni ulaz i izlaz, na element mase djeluje centrifugalna sila

$$\mathrm{d}F_c = \omega^2 r \,\mathrm{d}m \tag{16.2}$$

gdje je r udaljenost elementa mase od simetrale osovine. Element mase tekućine određen je prema sl. 16.6. relacijom

$$\mathrm{d}m = \varrho A \,\mathrm{d}s = \varrho A \frac{\mathrm{d}r}{\cos\delta} \tag{16.3}$$

Pritom je A površina presjeka kanala, a δ je kut između okomice na površinu presjeka kanala i smjera centrifugalne sile. Komponenta centrifugalne sile $\mathrm{d}F$ okomite na površinu presjeka bit će

$$\mathrm{d}F = \mathrm{d}F_c \cos\delta = \varrho A \,\omega^2 r \,\mathrm{d}r \tag{16.4}$$

pa je tlak $\mathrm{d}p'$, kao posljedica djelovanja centrifugalne sile, određen omjerom sile $\mathrm{d}F$ i površine A, dakle

$$\mathrm{d}p' = \frac{\mathrm{d}F}{A} = \varrho\,\omega^2 r \,\mathrm{d}r \tag{16.5}$$

Integriranjem između stanja na ulazu i izlazu (u granicama r_1 i r_2 na sl. 16.6), dobiva se

$$p_1' - p_2' = \frac{1}{2}\varrho\,\omega^2(r_1^2 - r_2^2) \tag{16.6}$$

Budući da je obodna brzina $u = \omega r$, može se (16.6) napisati u obliku

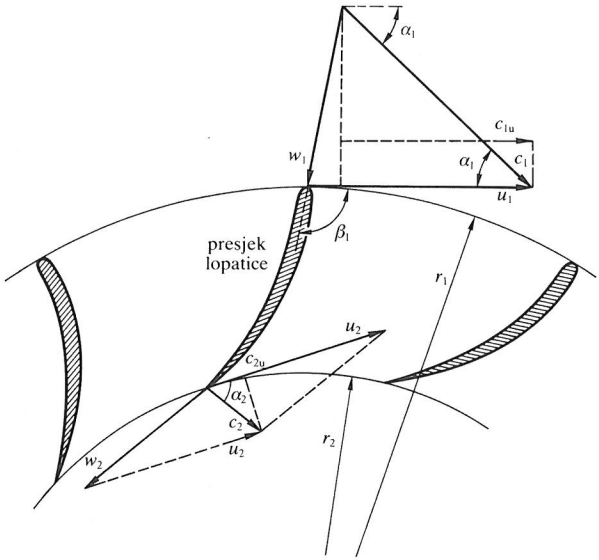
$$\frac{p_1'}{\varrho} - \frac{p_2'}{\varrho} = \frac{1}{2}(u_1^2 - u_2^2) \tag{16.7}$$

Kako tlakovi p_1' i p_2' djeluju u smjeru suprotnome tlakovima p_1 i p_2, treba ih uvrstiti s negativnim predznakom, pa će Bernoullieva jednadžba za zatvoreni kanal koji rotira biti

$$\frac{p_1}{\varrho} - \frac{u_1^2}{2} + g\,h_1 = \frac{p_2}{\varrho} - \frac{u_2^2}{2} + g\,h_2 \tag{16.8}$$

Zamišlja se da kroz kanal struji tekućina koja se dovodi brzinom c_1. Zbog gibanja ulaznog otvora kanala obodnom brzinom u_1 relativna brzina w_1 na ulazu u rotirajući kanal određena je vektorskom razlikom brzine c_1 i obodne brzine u_1 (sl. 16.7). Prema tome, u rotirajući kanal tekućina po jedinici mase donosi kinetičku energiju $w_1^2/2$. Iz kanala ona istječe relativnom brzinom w_2 (sl. 16.7), pa je kinetička energija $w_2^2/2$. Dakle može se za rotirajući kanal kojim struji tekućina napisati Bernoullieva jednadžba

$$\frac{p_1}{\varrho} - \frac{u_1^2}{2} + \frac{w_1^2}{2} + g\,h_1 = \frac{p_2}{\varrho} - \frac{u_2^2}{2} + \frac{w_2^2}{2} + g\,h_2 \tag{16.9}$$



Sl. 16.7. Trokuti brzina na ulazu i izlazu iz rotirajućeg kanala

Ta jednadžba izražava specifičnu energiju po kg mase tekućine. Ako joj se lijeva i desna strana pomnoži masom tekućine m (kg), dobit će se energija tekućine. Relacija (16.9) vrijedi i promatra li se strujanje mase tekućine od 1 kg u sekundi, ali će tad biti dimenzija $m^2 s^{-3}$, što odgovara snazi tekućine. Ne smije izazvati zabunu to što je u oba slučaja dobivena ista numerička vrijednost iako se za 1 kg mase dobiva energija, a za masu od 1 kg/s snaga.

Pretpostavi li se da kanalom struji masa tekućine od 1 kg/s, snaga koju ima ta masa tekućine na ulazu u rotor iznosit će

$$P_1 = \frac{p_1}{\varrho} + \frac{c_1^2}{2} + g\,h_1 \tag{16.10}$$

a snaga bi na izlazu bila

$$P_2 = \frac{p_2}{\varrho} + \frac{c_2^2}{2} + g\,h_2 \tag{16.11}$$

Na putu kroz kanal, odnosno kroz rotor turbine, dio snage P predaje tekućina rotoru, odnosno osovini turbine, a dio snage služi da se svlada otpor. Uobičajeno je da se gubitak snage zbog otpora prikaže kao gubitak potencijalne energije, odnosno snage, pa se može prikazati produktom $g\,h_R$. Prema tome, snaga predana osovini turbine bit će

$$P = P_1 - P_2 - g\,h_R \tag{16.12}$$

Ako se u (16.12) uvrste izrazi (16.10) i (16.11), dobiva se

$$P = \frac{p_1 - p_2}{\varrho} + \frac{c_1^2 - c_2^2}{2} + g(h_1 - h_2) - g\,h_R \tag{16.13}$$

Da bi se uračunali gubici zbog trenja u rotoru turbine, desnoj se strani Bernoullieve jednadžbe (16.9) dodaje član $g h_R$, pa se iz tako dopunjene jednadžbe odredi vrijednost za $(p_1 - p_2)/\varrho$. Uvrstivši u izraz (16.13), rezultat je

$$P = \frac{c_1^2 - c_2^2}{2} + \frac{u_1^2 - u_2^2}{2} - \frac{w_1^2 - w_2^2}{2} \tag{16.14}$$

Ako se, zatim, pođe od trokuta brzina na ulazu i na izlazu iz rotora turbine (sl. 16.7), pomoću kosinusova poučka određuju se relativne brzine

$$w_1^2 = c_1^2 + u_1^2 - 2 u_1 c_1 \cos\alpha_1 \tag{16.15}$$

$$w_2^2 = c_2^2 + u_2^2 - 2 u_2 c_2 \cos\alpha_2 \tag{16.16}$$

Nakon što se uvrsti u (16.14), dobiva se

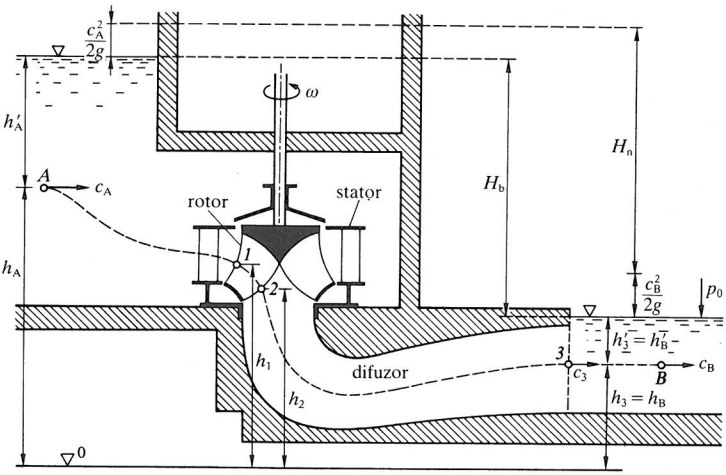
$$P = u_1 c_1 \cos\alpha_1 - u_2 c_2 \cos\alpha_2 = u_1 c_{1u} - u_2 c_{2u} \tag{16.17}$$

gdje su c_{1u} i c_{2u} projekcije brzina c_1 i c_2 na smjer obodnih brzina.

Jednadžba (16.17) odgovara relaciji (11.128), koja vrijedi za parne turbine. Razlika u predznaku posljedica je različitog načina definiranja kuta α_2 na sl. 11.45, odnosno na sl. 16.7. Ta jednadžba obično se naziva Eulerova osnovna jednadžba turbostrojeva.

2.2. Energetske prilike u hidroelektrani

Vodne turbine u hidroelektranama služe kao strojevi za pogon električnog generatora. Da se dobije slika o energetskim prilikama u hidroelektrani, razmotrit će se prilike u hidroelektrani s malim padom (sl. 16.8).



Sl. 16.8. Presjek kroz vodnu turbinu u hidroelektrani

Promatra se element mase vode (1 kg/s) koji se kreće od točke A do točke B (sl. 16.8). Snaga je tog elementa mase vode u točki A u komori pred ulazom u turbinu

$$P_A = \frac{p_A}{\varrho} + \frac{c_A^2}{2} + g\,h_A \tag{16.18}$$

Snaga tlaka p_A/ϱ posljedica je stupca vode h'_A iznad točke A i tlaka okoline p_0, pa je

$$P_A = \frac{p_0}{\varrho} + \frac{c_A^2}{2} + g\,h_A + g\,h'_A \tag{16.19}$$

S druge strane, nakon izlaska iz hidroelektrane u odvodni kanal, element mase vode u točki B ima snagu

$$P_B = \frac{p_B}{\varrho} + \frac{c_B^2}{2} + g\,h_B \tag{16.20}$$

Uzevši i tad u račun stupac vode iznad točke B (h'_B) i tlak okoline (p_0) na površinu vode u odvodnom kanalu, može se (16.20) napisati u obliku

$$P_B = \frac{p_0}{\varrho} + \frac{c_B^2}{2} + g\,h_B + g\,h'_B \tag{16.21}$$

Razlika između P_A i P_B jest snaga koja se dade iskorištavati u turbini, dakle

$$P_h = P_A - P_B = g\left(h_A + h'_A + \frac{c_A^2}{2g}\right) - g\left(h_B + h'_B + \frac{c_B^2}{2g}\right) \tag{16.22}$$

Razlika između razina vode na strani dovoda (gornja voda) i na strani odvoda (donja voda) naziva se brutopadom hidroelektrane (H_b), a on je izražen relacijom

$$H_b = (h_A + h'_A) - (h_B + h'_B) \tag{16.23}$$

pa je iskoristiva snaga vode u vodnoj turbini

$$P_h = g\left(H_b + \frac{c_A^2}{2g} - \frac{c_B^2}{2g}\right) \tag{16.24}$$

Drugi i treći član u zagradi izraza (16.24) imaju dimenziju duljine (m) i takvi se članovi nazivaju visine brzine. Prvi je, dakle, visina brzine na dovodnoj, a drugi visina brzine na odvodnoj strani. Kvadrat brzine podijeljen, naime, dvostrukim ubrzanjem Zemljine sile teže jednako djeluje na snagu kao i stupac vode visok onoliko kolika je visina brzine.

Izraz u zagradi jednadžbe (16.24) raspoloživi je ili netopad (H_n), pa bi snaga elementa mase vode bila

$$P_h = g\,H_n \tag{16.25}$$

Uz razmatranje dimenzije relacije (16.25) valja napomenuti da je u nju uključena i dimenzija elementa mase ($\mathrm{kg\,s^{-1}}$) jer relacija vrijedi za protjecanje mase vode od 1 kg/s. Množi li se ukupnom masom vode M u kg/s, koja se može prikazati kao produkt gustoće ϱ ($\mathrm{kg/m^3}$) i protoka Q ($\mathrm{m^3/s}$), za turbinu će raspoloživa snaga biti

$$P_h = \varrho g Q H_n \quad \text{(u kg m}^2\,\text{s}^{-3}\text{ odnosno W)} \tag{16.26}$$

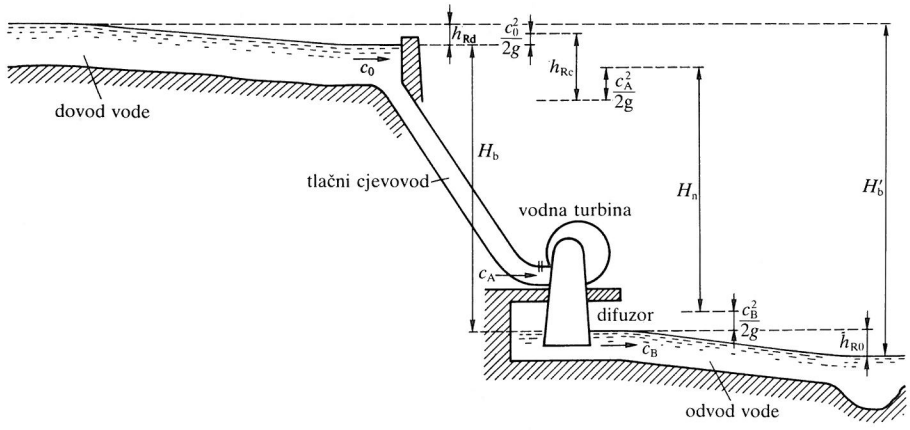
Budući da je za vodu koja služi za pogon vodnih turbina dopušteno uz vrlo veliku točnost postaviti da je $\varrho = 1\,000$ kg/m^3 (sl. 15.1), raspoloživa se snaga u praksi određuje iz relacije

$$P_h = g Q H_n \quad \text{(u kW)} \tag{16.27}$$

Na sl. 16.8. prikazan je smještaj vodne turbine u hidroelektrani u kojoj se voda iskorištava na malom brutopadu H_b, pa su u proračunu netopada zanemareni gubici pri dovodu vode turbini, što je i dopustivo u takvim prilikama. Ako je, međutim, riječ o većim padovima, voda se turbini dovodi kanalom ili tunelom, pa zatim cjevovodom, a odvodi se kanalom ili tunelom, pa gubitke u odvodu i dovodu valja uračunati kad se određuje netopad.

Promatra li se hidroelektrana s većim padom (sl. 16.9), treba razlikovati prirodni brutopad H'_b od iskoristivog brutopada H_b. Oni se međusobno razlikuju za gubitke pada u dovodu vode h_{Rd} od vodotoka iz kojeg se uzima voda za energetsko iskorištavanje i za gubitke pada h_{Ro} od hidroelektrane do mjesta u vodotoku gdje se vraća energetski iskorištena voda. Prema tome je

$$H_b = H'_b - h_{Rd} - h_{Ro} \tag{16.28}$$



Sl. 16.9. Skica hidroelektrane s dovodom, tlačnim cjevovodom i odvodom

Gubici pada nisu ništa drugo nego mjere za gubitke energije, odnosno snage vode pri strujanju dovodnim i odvodnim kanalom ili tunelom jer su gubici energije određeni relacijama $w_{Rd} = g h_{Rd}$, odnosno $w_{Ro} = g h_{Ro}$.

Da bi se odredio netopad iskoristiv u vodnoj turbini, treba poći, dakle, od brutopada H_b. Kad bi se postupilo na već opisani način, došlo bi se do izraza za netopad

$$H_n = H_b + \frac{c_0^2}{2g} + \frac{c_A^2}{2g} - \frac{c_B^2}{2g} - h_{Rc} \tag{16.29}$$

Tu je c_0 brzina vode na ulazu u cjevovod, c_A brzina na ulazu u turbinu, c_B na izlazu iz difuzora turbine, a h_{Rc} je visina gubitaka u cjevovodu, koji su – kako je već naglašeno – mjera za gubitke energije, odnosno snage u cjevovodu ($w_{Rc} = g\,h_{Rc}$). Obično je dopustivo zanemariti visinu brzine c_0, pa se dobiva

$$H_n = H_b + \frac{c_A^2}{2g} - \frac{c_B^2}{2g} - h_{Rc} \tag{16.30}$$

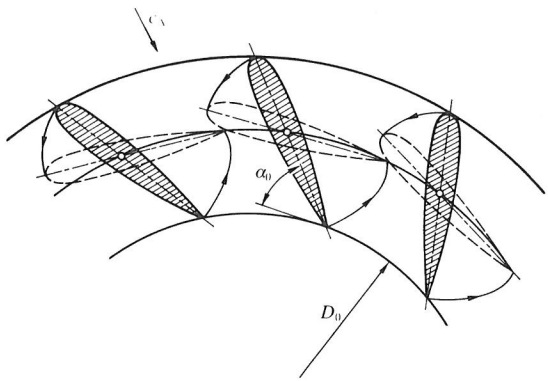
Iskoristiva snaga i tad se određuje prema izrazu (16.29), odnosno (16.30).

2.3. Gubici i stupnjevi djelovanja pretlačnih turbina

Snaga koju masa vode od 1 kg/s donosi turbini može se, u skladu s relacijom (16.29), odrediti iz izraza

$$P_1 = g\left(H_b + \frac{c_A^2}{2g} - h_{Rc}\right) \tag{16.31}$$

Pri prolasku vode kroz stator turbine (sl. 16.10), kojemu je zadatak da usmjeri njezin mlaz, nastaju gubici zbog trenja u kanalima statora. Oni se izračunavaju kao gubici u cijevima pri turbulentnom strujanju (3.3.3. petnaestog poglavlja). U osnovi su oni proporcionalni kvadratu srednje brzine strujanja kroz stator, a ovise o obliku kanala među lopaticama statora (hidraulički polumjer), o Reynoldsovoj značajci i hrapavosti stijenki. I ti gubici dadu se prikazati kao gubitak pada h_{Rs}.



Sl. 16.10. Presjek statora vodne turbine

Gubici se u statoru mijenjaju jer mu se lopatice zakreću, što je potrebno radi regulacije količine vode koja se dovodi turbini. Zbog toga nastaje promjena srednje brzine vode kroz stator i promjena hidrauličkog polumjera, a to utječe na iznos gubitaka u statoru.

Gubici u rotoru, prikazani kao gubitak pada h_{Rr}, nastaju zbog trenja o stijenke lopatice rotora, zbog promjene smjera strujanja vode kao posljedice zakrivljenosti

lopatica i njihove rotacije, te zbog toga što se strujanje odvaja na ulaznom bridu lopatice. Gubici zbog trenja mogu se odrediti na jednak način kao i gubici zbog strujanja u cjevovodu pri turbulentnom strujanju, polazeći od srednje relativne brzine w strujanja. Gubici nastali trenjem izračunavaju se kao i oni zbog strujanja u cjevovodu pri turbulentnom strujanju pošavši od srednje relativne brzine w strujanja. Gubici koji su rezultat promjene smjera ovise o kvadratu srednje relativne brzine i kutu zakretanja smjera strujanja. Gubici zbog odvajanja strujanja nazivaju se i sudarni gubici, a nastaju ako mlaz u rotor nije tangencijalan. Taj je gubitak proporcionalan kvadratu relativne brzine na ulazu u rotor, a ovisi o kutu odstupanja od tangencijalnog ulaza. Budući da su statorske lopatice zaokružene na ulaznoj strani, neće odstupanje smjera relativne ulazne brzine od nekog smjera koji približno odgovara srednjoj liniji lopatice, odmah imati za posljedicu i odvajanje strujanja.

Gubici u izlaznoj cijevi h_{Rd}, koja se naziva difuzorom, sastoje se od onih što su nastali trenjem, odvajanjem strujanja ili promjenom smjera, ako je difuzor izveden u obliku zavoja (kao na sl. 16.8). Gubici u difuzoru proporcionalni su kvadratu brzine strujanja, a ovise o obliku difuzora, Reynoldsovoj značajci i hrapavosti stijenke.

Spomenutim gubicima valja dodati i one na izlazu iz difuzora, kojima je uzrok naglo smanjena brzina od iznosa c_3 na izlazu iz difuzora (sl. 16.8) na c_B u odvodnom kanalu. Taj se gubitak, kao gubitak pada, određuje iz izraza

$$h_{Ri} = \frac{(c_3 - c_B)^2}{2g} = \zeta_3 \frac{c_3^2}{2g} \tag{16.32}$$

Konačno, budući da voda otječe brzinom c_B, ona ima kinetičku energiju $c_B^2/2$, pa je i ta energija gubitak, koji, prikazan kao gubitak pada, iznosi $c_B^2/2\,g$.

Uključivši snagu vode na ulazu u turbinu (16.31), pa gubitke u statoru, rotoru, difuzoru i na izlazu iz difuzora, te neiskorištenu energiju zbog otjecanja vode, dolazi se do snage

$$P = g\left(H_b + \frac{c_A^2}{2g} - h_{Rc} - h_{Rs} - h_{Rr} - h_{Ri} - \frac{c_B^2}{2g}\right) \tag{16.33}$$

Pođe li se od izraza (16.30), dopušteno je (16.33) pisati u obliku

$$P = g(H_n - h_{Rs} - h_{Rr} - h_{Ri}) \tag{16.34}$$

pa se kao snaga iskoristiva za turbinu može označiti $g\,H_n$ jer ta snaga ne ovisi o karakteristikama turbine i jer su eliminirani svi utjecaji koji ovise o turbini. Tad će se definirati i hidraulički stupanj djelovanja turbine kao omjer između P iz (16.34) i $g\,H_n$. On, dakle, iznosi

$$\eta_h = 1 - \frac{h_{Rs} + h_{Rr} + h_{Ri}}{H_n} \tag{16.35}$$

Osim gubitaka koji su dosad razmatrani, u turbini se pojavljuju volumetrijski gubici, nastali zbog toga što sva voda koja ulazi u stator turbine ne prolazi i kroz njezin rotor. Jedan dio vode (q) prolazi, naime, kroz raspore između statora

i rotora, pa rotorom struji količina vode $Q - q$, ako se sa Q označi količina koja je dotekla u stator. Volumetrijski stupanj djelovanja definiran je relacijom

$$\eta_v = \frac{Q - q}{Q} \tag{16.36}$$

Osim toga potrebno je svladati otpore zbog trenja u ležajima i brtvenicama turbine, zatim otpor nastao ventilacijom zbog okretanja rotora i otpor vode u prostoru između rotora i kućišta, u koji dolazi voda koja izaziva volumetrijske gubitke. Sve su to mehanički gubici, a karakterizirani su mehaničkim stupnjem djelovanja η_m.

Prema tome efektivna će snaga turbine, što je ona ima na osovini, po 1 kg vode u sekundi koja ulazi u stator, biti

$$P_e = g H_n \eta_h \eta_v \eta_m = g H_n \eta_t \quad (\text{u kg m}^2\,\text{s}^{-3}) \tag{16.37}$$

Tu je $\eta_t = \eta_h \eta_v \eta_m$ stupanj djelovanja vodne turbine. Ako se turbini dovodi količina vode Q u m^3/s, efektivna joj se snaga u kW određuje iz relacije

$$P_e = g H_n Q \eta_t \tag{16.38}$$

u skladu s jednadžbom (16.27).

U najpovoljnijem području rada srednje su vrijednosti stupnjeva djelovanja:

	η_h	η_v	η_m	η_t
turbine male snage	0,88	0,95	0,96	0,80
turbine srednje snage	0,92	0,97	0,97	0,85
turbine velike snage	0,95	0,99	0,97	0,92

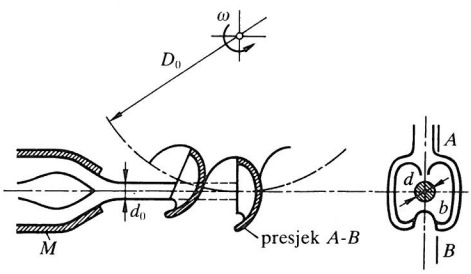
2.4. Osnovne jednadžbe turbina slobodnog mlaza

Stator u Peltonovoj turbini jest sapnica (sl. 16.11), nazvana još mlaznicom, u koju se dovodi voda iz cjevovoda i u kojoj se sva energija vode transformira u kinetičku energiju. Mlaz vode, izlazeći iz sapnice, udara u lopaticu, koja je oštrim bridom podijeljena u dva jednaka ovalna udubljenja. Lopatice su smještene na obodu rotora, koji se okreće zbog djelovanja mlaza. Pojedine lopatice dolaze stoga samo povremeno u dodir s mlazom, a za vrijeme dodira nagib im se s obzirom na mlaz stalno mijenja.

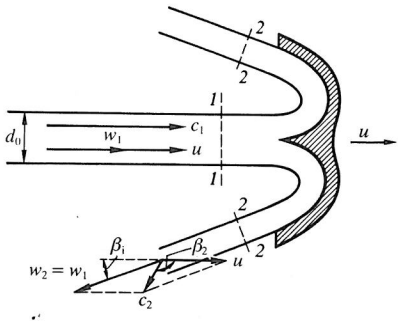
Za teorijska razmatranja pogodno je pretpostaviti da mlaz brzine c_1 udara stalno u istu lopaticu (sl. 16.12), koja se giba po pravcu brzinom u jednakom obodnoj brzini središta lopatice. Za presjeke 1 i 2 na sl. 16.12. moguće je postaviti Bernoullievu jednadžbu, iz koje slijedi relacija (16.9), kako je pokazano u 2.1. ovog poglavlja. Budući da u oba presjeka vlada tlak okoline ($p_1 = p_2 = p_0$), te budući da su obodne brzine i na ulazu i na izlazu međusobno jednake ($u_1 = u_2 = u$), na osnovi (16.9) dolazi se do zaključka da je

$$w_1 = w_2 \tag{16.39}$$

Ta relacija vrijedi zanemare li se gubici zbog trenja uzduž lopatice.



Sl. 16.11. Skica djelovanja Peltonove turbine (M – – mlaznica)



Sl. 16.12. Brzine na ulazu i izlazu iz lopatičnog kola Peltonove turbine

Također se na način prikazan u 2.1. ovog poglavlja dobiva relacija (16.14), a izražava snagu što je tekućina predaje rotoru turbine. Prema sl. 16.12. za brzinu na ulazu u lopaticu može se postaviti

$$c_1 = u_1 + w_1 \tag{16.40}$$

a za brzinu na izlazu

$$c_2^2 = u_2^2 + w_2^2 - 2u_2 w_2 \cos\beta_i \tag{16.41}$$

Ako se pođe od izraza (16.40) i uzme da je $u_1 = u_2 = u$, nakon uvrštavanja (16.40) i (16.41) u (16.14), izlazi

$$P = u(c_1 - u)\ (1 + \cos\beta_i) \quad (\text{u kg m}^2\,\text{s}^{-3}) \tag{16.42}$$

Brzinom c_1 određena je kinetička energija vode, a to je jedini oblik energije koji se dovodi turbini. Prema tome je i snaga P_h elementa mase vode prema (16.25) upravo jednaka $c_1^2/2$, pa je

$$c_1 = \sqrt{2g H_n} \tag{16.43}$$

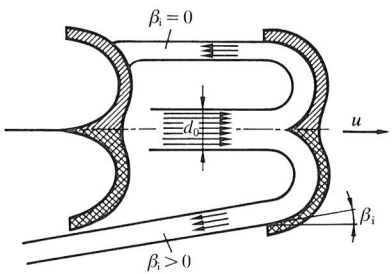
Ta je relacija u skladu s izrazom (15.30) kad se promatra istjecanje kroz mali otvor (2.5.2. petnaestog poglavlja) jer se na isti način promatra istjecanje kroz mlaznicu Peltonove turbine.

Maksimalna vrijednost snage P po jedinici mase u sekundi ovisi, dakle, o obodnoj brzini u i o kutu β_i jer na brzinu c_1 utječe samo netopad H_n iz (16.43). Promatra li se ovisnost o kutu β_i, očito će biti postignuta najveća snaga kad bude $\cos\beta_i = 1$, odnosno $\beta_i = 0$. Takav smjer mlaza pri napuštanju lopatice nije moguće ostvariti jer bi tad izlazni mlaz udarao u stražnji dio iduće lopatice (gornji dio sl. 16.13), zbog čega bi nastalo kočenje gibanja rotora.

Ako se (16.42) derivira po obodnoj brzini u, nakon izjednačenja s nulom dobiva se uvjet maksimalne snage, koji se postiže kad je

$$\frac{u}{c_1} = \frac{1}{2} \tag{16.44}$$

Do istog zaključka dolazi se za djelovanje pare ili plina na lopatice (7.3. jedanaestog poglavlja).



Sl. 16.13. Prikaz djelovanja izlaznog mlaza vode u Peltonovoj turbini kad je $\beta_i = 0$ (gornji dio) i kad je $\beta_i > 0$ (donji dio)

Kako je već spomenuto, snaga mlaza vode od 1 kg/s koji se dovodi lopatičnom kolu Peltonove turbine iznosi $c_1^2/2$. Budući da voda predaje rotoru snagu prema izrazu (16.42), može se stupanj djelovanja transformacije kinetičke u mehaničku energiju definirati kao omjer snage P iz (16.42) i $c_1^2/2$, pa je

$$\eta_k = 2\frac{u}{c_1}\left(1 - \frac{u}{c_1}\right)(1 + \cos\beta_i) \tag{16.45}$$

odnosno, nakon uvrštavanja vrijednosti za u/c_1 iz (16.44), bit će

$$\eta_{k\,max} = \frac{1}{2}(1 + \cos\beta_i) \tag{16.46}$$

Za $\beta_i = 0$, kad bi to bilo moguće, dobilo bi se $\eta_{k\,max} = 1$.

Izvedene relacije u skladu su s rezultatima do kojih se dolazi promatrajući strujanje plinova i para (7.3. jedanaestog poglavlja).

2.5. Gubici i stupnjevi djelovanja turbina slobodnog mlaza

U dosadašnjem razmatranju prilika u turbini slobodnog mlaza zanemareni su svi gubici, pa je stupanj djelovanja transformacije kinetičke u mehaničku energiju zapravo idealizirana vrijednost, koja bi se mogla postići kad ne bi bilo gubitaka u mlaznici i rotoru, te kad ih ne bi bilo na izlazu iz turbine. U turbini slobodnog mlaza nema gubitaka u difuzoru jer voda otječe slobodno nakon što je predala dio energije rotoru turbine.

Gubici u mlaznici izračunavaju se pomoću koeficijenta brzine φ (2.5.2. petnaestog poglavlja) jer je stvarna brzina zbog trenja nešto manja od one koja se dobiva iz (16.43). Taj koeficijent definiran je relacijom (11.117), a uveden je i u (15.33).

Pošavši od koeficijenta brzine φ, te prikazujući gubitke kao gubitke pada, gubici će u statoru biti

$$h_{Rs} = \frac{c_1^2}{2g}(1 - \varphi^2) \tag{16.47}$$

gdje je c_1 brzina na izlazu iz mlaznice kad u njoj ne bi bilo trenja.

Gubici u rotoru turbine slobodnog mlaza h_{Rr} nastaju iz jednakih razloga kao i oni u rotoru pretlačne turbine. Voda iz rotora izlazi brzinom c_2 (sl. 16.12), a izlazni su gubici

$$h_{Ri} = \frac{c_2^2}{2g} \tag{16.48}$$

Hidraulički stupanj djelovanja turbine slobodnog mlaza definiran je kao i za pretlačnu turbinu (2.3. ovog poglavlja), pa za njega vrijedi izraz

$$\eta_h = 1 - \frac{h_{Rs} + h_{Rr} + h_{Ri}}{H_n} \tag{16.49}$$

U turbini slobodnog mlaza nema volumenskih gubitaka jer sva voda što dolazi u mlaznicu udara i u lopatično kolo. Zbog toga je $\eta_v = 1$. Naravno da se i u Peltonovoj turbini pojavljuju mehanički gubici, koji su kao i u pretlačnoj obuhvaćeni mehaničkim stupnjem djelovanja η_m.

Efektivna snaga Peltonove turbine izračunava se prema (16.37) i (16.38), ali kad se određuje stupanj djelovanja turbine, treba uzeti da je $\eta_t = \eta_h \eta_m$.

Srednje vrijednosti stupnjeva djelovanja u najpovoljnijem području rada Peltonovih turbina iznose:

	η_h	η_m	η_t
turbine male snage	0,85	0,94	0,80
turbine srednje snage	0,88	0,96	0,85
turbine velike snage	0,91	0,97	0,88

3. Uvjeti sličnog rada i specifična brzina vrtnje

3.1. Općenito

Zbog nemogućnosti točnog proračuna strujanja i gubitaka koji su posljedica strujanja, prijeko je potrebno u većini slučajeva upotrijebiti modele, kako bi se odredile najpovoljnije dimenzije i oblik uređaja za transport tekućine, pogotovo ako su to kompliciranija postrojenja s promjenom smjera, s promjenom brzine strujanja, grananjem i s promjenom slobodnog presjeka. To, naravno, vrijedi i za hidrauličke strojeve, pa stoga i za vodne turbine. Modelsko ispitivanje provodi se na modelu smanjenih dimenzija, a za vodne turbine ono se obavlja s padom vode koji se redovito razlikuje od onoga s kojim će raditi izvedena turbina.

U modelu vodne turbine moraju se ostvariti takve prilike strujanja da se postigne potpuna sličnost sa strujanjem u izvedenoj turbini, kako bi se na temelju modelskog ispitivanja moglo zaključiti o prilikama u izvedenoj turbini i tako omogućiti njezinu što sigurniju konstrukciju.

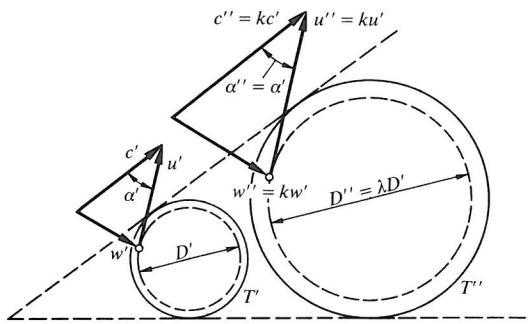
3.2. Uvjeti sličnog rada

Zamišljaju se dvije geometrijski slične vodne turbine, T' i T'' (sl. 16.14), u kojima se voda iskorištava na netopadovima H'_n i H''_n. Budući da su one geometrijski slične, postoji među svim linearnim dimenzijama omjer λ. Tako je omjer njihovih promjera

$$\lambda = \frac{D''}{D'} \tag{16.50}$$

Pritom je D' promjer turbine T', a D'' odgovarajući promjer turbine T''. Ako se pretpostavi da turbine rade sa sličnom količinom vode, presjek otvora za dovod turbini, pa i svi ostali presjeci površina kroz koje struji voda, treba da budu slični.

Sl. 16.14. Prikaz sličnosti vodnih turbina



Dakle za omjer površina mora vrijediti

$$\lambda^2 = \frac{A''}{A'} \tag{16.51}$$

Iz geometrijske sličnosti izlazi, kako će se vidjeti, da postoji kinematička i mehanička sličnost.

Kinematička sličnost može se izraziti pomoću obodne brzine, koja se određuje iz relacija

$$u' = \frac{2\pi n'}{60}\frac{D'}{2} \tag{16.52}$$

$$u'' = \frac{2\pi n''}{60}\frac{D''}{2} \tag{16.53}$$

Tu su n' i n'' brzine vrtnje u minuti turbina T' i T'', pa je

$$\frac{u''}{u'} = \frac{n''\,D''}{n'\,D'} = \frac{n''}{n'}\lambda = k \tag{16.54}$$

gdje je k omjer kinematičke sličnosti. Da se, međutim, nađe omjer k, valja odrediti omjer n''/n'.

Budući da postoji geometrijska sličnost, trokuti brzina međusobno su slični (sl. 16.14), stoga će iz sličnosti trokuta brzina biti

$$\frac{c''}{c'} = \frac{w''}{w'} = \frac{u''}{u'} = k \tag{16.55}$$

Ako se izjednače izrazi (16.17) i (16.34), za turbinu T' dobiva se

$$g(H'_n - h'_R) = u'_1\,c'_{1u} - u'_2\,c'_{2u} \tag{16.56}$$

a za T'' bit će

$$g(H''_n - h''_R) = u''_1\,c''_{1u} - u''_2\,c''_{2u} \tag{16.57}$$

gdje je sa h_R označen zbroj gubitaka. Ako se pođe od izraza (16.55) i pretpostavi da za projekcije brzina c_1 i c_2 vrijedi također omjer kinematičke sličnosti k, izlazi

$$(H''_n - h''_R) = k^2(H'_n - h'_R) \tag{16.58}$$

Za sve gubitke obuhvaćene oznakom h_R dopušteno je uzeti da su proporcionalni kvadratu brzina, što daje

$$h''_R = k^2 h'_R \tag{16.59}$$

pa će biti

$$H''_n = k^2 H'_n \tag{16.60}$$

a odatle je

$$k = \sqrt{\frac{H''_n}{H'_n}} \tag{16.61}$$

i to je vrijednost omjera kinematičke sličnosti.

Hidraulički stupanj djelovanja prema (16.35) za turbine T' i T'' može se napisati u obliku

$$\eta'_h = 1 - \frac{h'_R}{H'_n} \tag{16.62}$$

$$\eta''_h = 1 - \frac{h''_R}{H''_n} \tag{16.63}$$

Ako se u (16.63) uvrste (16.59) i (16.60), lako je zaključiti da je

$$\eta'_h = \eta''_h \tag{16.64}$$

Jednakost hidrauličkih stupnjeva djelovanja izlazi iz činjenice da su pri sličnom strujanju bezdimenzijske značajke (npr. Reynoldsova značajka) međusobno jednake. Budući da je i hidraulički stupanj bezdimenzijska veličina, i nju je opravdano smatrati značajkom.

Zaključak o jednakosti hidrauličkih stupnjeva djelovanja koji vrijedi za geometrijski slične turbine, može se protegnuti i na ukupni stupanj djelovanja η_t iz (16.37) jer su mehanički (η_m) i volumetrijski (η_v) stupanj djelovanja vrlo blizu jedinici (2.3. i 2.5. ovog poglavlja).

Prema tome sličnost turbina T' i T'' karakterizirana je dvama omjerima: omjerom geometrijske sličnosti λ (16.50) i omjerom kinematičke sličnosti k (16.61). Pomoću ta dva omjera, od kojih prvi ovisi o dimenzijama turbine, a drugi o padu na kojem ona radi, određuju se karakteristike rada jedne turbine (npr. turbine T'') polazeći od karakteristika druge (npr. turbine T').

Omjer brzina vrtnje dviju turbina izračunava se iz (16.54), pa će nakon uvrštavanja vrijednosti za λ iz (16.50) i za k u (16.61) biti

$$\frac{n''}{n'} = \frac{k}{\lambda} = \frac{D'}{D''}\sqrt{\frac{H''_n}{H'_n}} \tag{16.65}$$

Protok kroz turbinu proporcionalan je presjeku otvora za dovod vode A i brzini protjecanja c, te se omjer protoka kroz dvije promatrane turbine piše u obliku

$$\frac{Q''}{Q'} = \frac{A''c''}{A'c'} \tag{16.66}$$

Na osnovi izraza (16.51) i (16.55), a nakon što se uvrste vrijednosti za λ i k, dobiva se

$$\frac{Q''}{Q'} = \lambda^2 k = \left(\frac{D''}{D'}\right)^2 \sqrt{\frac{H''_n}{H'_n}} \tag{16.67}$$

Uz istu pretpostavku može se odrediti omjer snaga dviju turbina. Budući da je snaga turbine proporcionalna umnošku protoka i pada, prema izrazu (16.38), a uz uvjet da su stupnjevi djelovanja međusobno jednaki, može se postaviti relacija

$$\frac{P''}{P'} = \frac{Q''H''_n}{Q'H'_n} \tag{16.68}$$

Uvrste li se vrijednosti omjera (16.67) i (16.61), dobiva se

$$\frac{P''}{P'} = \lambda^2 k^3 = \left(\frac{D''}{D'}\right)^2 \sqrt{\left(\frac{H''_n}{H'_n}\right)^3} \tag{16.69}$$

Kad se promatraju dvije geometrijski slične Peltonove turbine, dobiva se omjer geometrijske sličnosti λ iz (16.50) i omjer kinematičke sličnosti k prema (16.54). Polazeći od relacije (16.43) omjer će ulaznih brzina izražavati relacija (16.61), pa je omjer kinematičke sličnosti Peltonove turbine jednak tom omjeru pretlačne turbine. Prema tome, za Peltonove turbine vrijede svi omjeri brzina vrtnje protoka, snaga i momenata vrtnje koji su već izvedeni za pretlačne turbine.

Moguće je, dakle, na temelju neke već izgrađene vodne turbine konstruirati geometrijski sličnu za koju se na osnovi podataka izgrađene turbine mogu unaprijed ustanoviti sve njezine karakteristike. To vrijedi, kako je pokazano, i za pretlačne turbine i za turbine slobodnog mlaza.

3.3. Specifična brzina vrtnje

Model koji je prilikom ispitivanja dao dobre rezultate može poslužiti za uzorak pri izvedbi velikog niza turbina jer je dovoljno promijeniti omjer geometrijske sličnosti λ. Takve turbine, koje se razlikuju po dimenzijama, radit će uz različite padove, davat će različite snage i imat će različite brzine vrtnje. Budući da će se padovi, snage i brzine vrtnje znatno međusobno razlikovati, ne bi se moglo na temelju tih podataka zaključiti da su te turbine geometrijski slične. Zbog toga je uvedena karakteristika nazvana specifičnom brzinom vrtnje.

Specifična brzina vrtnje jest brzina vrtnje modelne turbine koja ima toliki promjer (npr. ulazni promjer rotora pretlačne turbine, odnosno srednji promjer lopatičnog kola turbine sa slobodnim mlazom) da uz pad od 1 m iskorištava protok

od 1 m^3/s. Ako se turbina T' smatra modelnom turbinom, mogu se uvesti sljedeće oznake: $n = n_q$, gdje je n_q specifična brzina vrtnje, $D' = D_m$, $H'_n = 1$ m i $Q' = 1$ m^3/s, što vrijedi za modelnu turbinu, odnosno $n'' = n$, $D'' = D$, $H''_n = H_n$ i $Q'' = Q$, što vrijedi za geometrijski sličnu turbinu. Tada se izraz (16.65) može napisati u obliku

$$n_q = n \frac{D}{D_m} \sqrt{\frac{1}{H_n}} \tag{16.70}$$

a izraz (16.67) u obliku

$$\frac{Q}{1} = \left(\frac{D}{D_m}\right)^2 \sqrt{\frac{1}{H_n}} \tag{16.71}$$

Jedinice u brojniku i nazivniku označuju da su omjeri padova i omjeri protoka bezdimenzijske veličine, jer pad koji djeluje na modelnu turbinu iznosi 1 m, a protok kroz takvu turbinu iznosi 1 m^3/s. Ako se iz (16.71) odredi vrijednost omjera D/D_m i uvrsti u (16.70), dobiva se

$$n_q = n \sqrt{\frac{Q}{1}} \sqrt{\left(\frac{1}{H_n}\right)^3} \tag{16.72}$$

Kao što je spomenuto, $Q/1$ i $1/H_n$ bezdimenzijske su veličine, pa specifična brzina vrtnje ima dimenziju koju ima i n, a to može biti $\min^{-1}$, odnosno s^{-1}. Dakako, protok mora biti u m^3/s, a pad u m. Obično se ne pišu jedinice, pa je

$$n_q = n \frac{\sqrt{Q}}{\sqrt[4]{H_n^3}} \tag{16.73}$$

U starijoj literaturi, međutim, specifična je brzina vrtnje definirana kao brzina vrtnje modelne turbine n_s koja na padu od 1 m razvija snagu od 1 KS. Uz takvu definiciju specifična je brzina vrtnje, analogno izrazu (16.70)

$$n_s = n \frac{D}{D_m} \sqrt{\frac{1}{H_n}} \tag{16.74}$$

Izraz za snagu, prema (16.69), može se napisati u obliku

$$\frac{P}{1} = \left(\frac{D}{D_m}\right)^2 \sqrt{\left(\frac{H_n}{1}\right)^3} \tag{16.75}$$

gdje je P snaga geometrijski slične turbine, pa se nakon uvrštavanja vrijednosti za D/D_m iz (16.75) u (16.74) dobiva

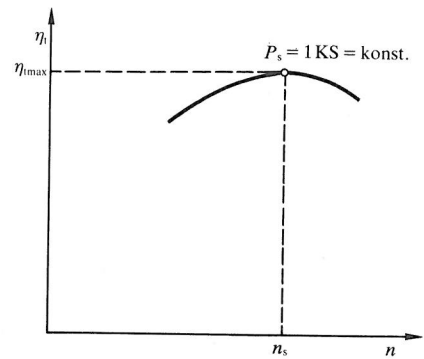
$$n_s = n \sqrt{\frac{P}{1}} \sqrt{\frac{1}{H_n}} \sqrt[4]{\left(\frac{1}{H_n}\right)^3} \tag{16.76}$$

Nakon sređivanja i ispuštanja jedinica specifična je brzina vrtnje

$$n_s = n \frac{\sqrt{P}}{H_n \sqrt[4]{H_n}} \tag{16.77}$$

S obzirom na dimenziju n_s vrijedi sve ono što je navedeno za n_q. Svakako da se snaga P mora uvrstiti u KS.

Snaga $P_s = 1$ KS modelne turbine jest efektivna snaga, pa ona prema (16.37) ovisi o stupnju djelovanja turbine η_t. Efektivnu snagu $P_s = 1$ KS, međutim, može turbina proizvesti uz različitu brzinu vrtnje (sl. 16.15), te se specifičnom brzinom vrtnje modelne turbine smatra ona uz koju je stupanj djelovanja maksimalan. To je i nedostatak specifične brzine vrtnje definirane pomoću snage, i to bez obzira na to što je ta snaga u jedinicama koje nisu u skladu s danas upotrebljavanim sustavom.



Sl. 16.15. Ovisnost stupnja djelovanja modelne turbine o brzini vrtnje uz konstantnu efektivnu snagu $P_s = 1$ KS

Te dvije specifične brzine vrtnje, n_q i n_s, nisu međusobno jednake. Modelna turbina snage od 1 KS troši, naime, $75/\eta_t$ kg vode u sekundi, a modelna turbina pomoću koje se određuje specifična brzina vrtnje n_q troši 1 000 kg/s vode. Druga turbina ima veće dimenzije, prema (16.67), jer je pad za obje turbine 1 m. Stoga je i brzina vrtnje (16.65) druge turbine veća. Omjer promjera turbine za različite protoke može se naći iz (16.67):

$$\frac{D_q}{D_s} = \sqrt{\frac{Q_q}{Q_s}} = \sqrt{\frac{1\,000}{75}}\,\eta_t = 3{,}65\,\eta_t \tag{16.78}$$

Nakon uvrštavanja u (16.65) dobiva se odnos između n_q i n_s, pa je

$$\frac{n_s}{n_q} = 3{,}65\,\eta_t \tag{16.79}$$

jer je $H_n'' = H_n' = 1$ m, što je uzeto i pri određivanju omjera u (16.78). Ako se računa sa srednjom vrijednošću stupnja djelovanja $\eta_t = 0{,}85$, dolazi se do relacija

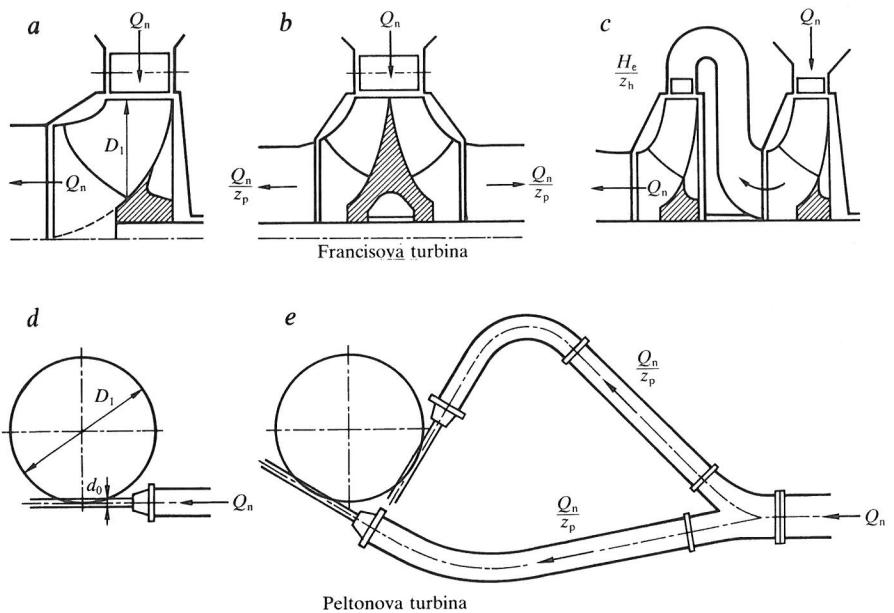
$$n_s = 3{,}365\,n_q \tag{16.80}$$

$$n_q = 0{,}297\, n_s \tag{16.81}$$

Izvedeni izrazi za specifičnu brzinu vrtnje vrijede za vodne turbine u kojima se sva voda iskorištava u jednom rotoru u pretlačnoj turbini (sl. 16.16a), odnosno u kojima se sva voda dovodi jednom mlaznicom u turbinu slobodnog mlaza (sl. 16.16d). To su jednostrujne turbine. Moguće je, međutim, izvesti dvostrujne, pa i višestrujne turbine, u kojima se ukupna količina vode u pretlačnoj turbini dijeli na dva ili više rotora (sl. 16.16b), odnosno u kojima se ukupna količina vode u turbini slobodnog mlaza dovodi kroz dvije ili više mlaznica (sl. 16.16c). U svim slučajevima ukupna količina vode dijeli se na jednake dijelove. Podijeli li se dakle ukupna količina vode na z_p jednakih dijelova, specifična brzina vrtnje z_p-strujne turbine naći će se iz (16.73) ako se umjesto Q uvrsti Q/z_p. Tad se dobiva

$$n_{qp} = n\sqrt{\frac{Q}{z_p}}\,\frac{1}{\sqrt[4]{H_n^3}} = \frac{n_q}{\sqrt{z_p}} \tag{16.82}$$

Tu je n_q specifična brzina vrtnje jednostrujne turbine, a n_{qp} specifična brzina vrtnje z_p-strujne turbine. Analogan izraz vrijedi za specifičnu brzinu vrtnje n_{sp}.



Sl. 16.16. Jednostrujna (a), dvostrujna (b) i dvostepena (c) Francisova turbina, te jednostrujna (d) i dvostrujna (e) Peltonova turbina

Višestrujnim turbinama u pogledu određivanja specifične brzine vrtnje mogu se smatrati dvije i više Francisovih turbina koje rade na istoj osovini, ali imaju odvojene statore, s tim da se ukupna količina vode dijeli na onoliko jednakih

dijelova (z_p) koliko ima turbina. Pri upotrebi Peltonovih turbina dadu se izvesti dvije ili više turbina (p) na istoj osovini, ali svaka ima jednu ili više mlaznica (m). Tad se specifična brzina vrtnje određuje kao da je riječ o podjeli ukupne količine vode na $z_p = pm$ dijelova.

Francisovu turbinu moguće je izvesti i kao višestepenu. Na sl. 16.16c prikazana je takva dvostepena turbina u kojoj je iskorištenje netopada podijeljeno u z_s dijelova. Prema tome, pad koji se iskorištava u jednom stepenu turbine iznosi H_n/z_s, gdje je H_n ukupni netopad. Ako se umjesto H_n u (16.73) uvrsti H_n/z_s, izlazi

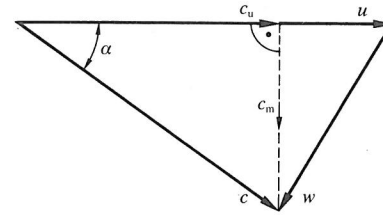
$$n_{qs} = n \frac{\sqrt{Q}}{\sqrt[4]{\left(\frac{H_n}{z_s}\right)^3}} = n_q \sqrt[4]{z_s^3} \tag{16.83}$$

Dakle, specifična brzina vrtnje višestrujne turbine manja je od one jednostrujne turbine jednakih dimenzija, a specifična je brzina vrtnje višestepene turbine veća od one jednostepene turbine.

3.4. Specifična brzina vrtnje i dimenzije pretlačnih brzina

Promotrit će se prilike u vodnoj turbini koja iskorištava protok Q uz konstantni pad H_n. Takve prilike odgovaraju modelnoj turbini sa specifičnom brzinom vrtnje n_q definiranom pomoću protoka i pada.

Apsolutna brzina strujanja c, a to vrijedi za apsolutnu brzinu na ulazu i na izlazu te na bilo kojem mjestu u turbini, dade se rastaviti na obodnu komponentu c_u, koja pada u smjer obodne brzine, i na meridionalnu komponentu c_m, koja pada u



Sl. 16.17. Rastavljanje apsolutne brzine c na obodnu komponentu c_0 i meridionalnu komponentu c_m

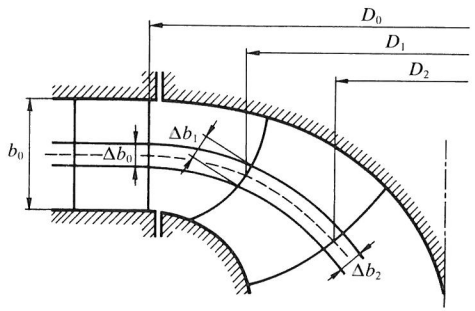
ravninu što prolazi kroz os vrtnje turbine, odnosno koja je okomita na obodnu brzinu (c_u i c_m na sl. 16.17). Prema tome postoji veza između tih dviju komponenata apsolutnih brzina prikazana relacijom

$$c_m = c_u \operatorname{tg} \alpha \tag{16.84}$$

gdje je α kut između apsolutne i obodne brzine. Meridionalna komponenta brzine ovisi o protočnoj količini. Promatra li se, naime, dio količine vode ΔQ koji struji kroz turbinu (sl. 16.18), može se postaviti relacija

$$\Delta Q = c_m \pi D \Delta b \varphi \tag{16.85}$$

Tu je Δb širina dijela turbine, a φ koeficijent suženja zbog konačne debljine lopatice. Relacija (16.85) dade se postaviti za bilo koji presjek. Ako se, dakle, promatra vodna turbina kroz koju protječe određeni protok Q, meridionalna komponenta apsolutne brzine ostaje konstantna bez obzira na promjenu brzine vrtnje, ali se meridionalna komponenta mijenja s promjenom promjera i širine.



Sl. 16.18. Prikaz strujanja u vodnoj turbini

Kad se razmatranje protegne na ukupnu količinu vode Q koja struji turbinom, dolazi se do zaključka da je Q proporcionalno produktu meridionalne brzine, promjera i širine turbine, pa se može pisati

$$Q = k c_m D b \tag{16.86}$$

gdje je k konstanta. Naravno da je tu riječ o nekim srednjim vrijednostima, koje bi trebalo tek izračunati, ali relacija (16.86) može, kako će se vidjeti, dati sliku prilika u turbini.

Pretpostavi li se da je izlazna brzina c_2 (sl. 16.7) okomita na obodnu brzinu u_2 ($\alpha_2 = 90°$), obodna komponenta izlazne brzine c_{2u} postaje jednaka nuli, pa relacija (16.17) u vezi s izrazom (16.38) prelazi u oblik

$$g H_n \eta_t = u_1 c_{1u} \tag{16.87}$$

Ako se pođe od konstantne snage po kg/s vode koja odgovara lijevoj strani relacije (16.87), bit će moguće iz geometrijske konstrukcije na sl. 16.19. odrediti c_{tu} za zadanu obodnu brzinu u_1. Iz trokuta OAC lako se postavi relacija

$$\overline{OC} = \overline{OA} \cos \varphi \tag{16.88}$$

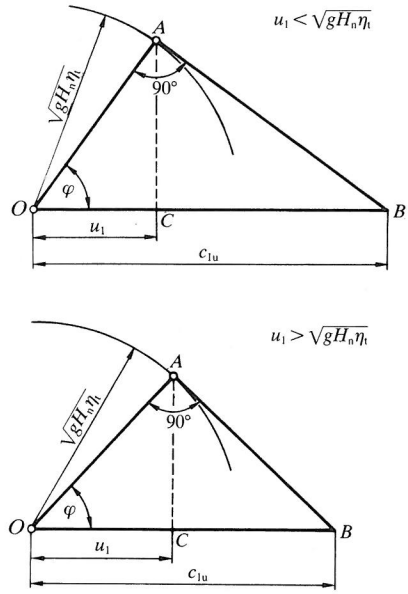
a iz trokuta OAB relacija

$$\overline{OA} = \overline{OB} \cos \varphi \tag{16.89}$$

Eliminira li se cos φ, izlazi

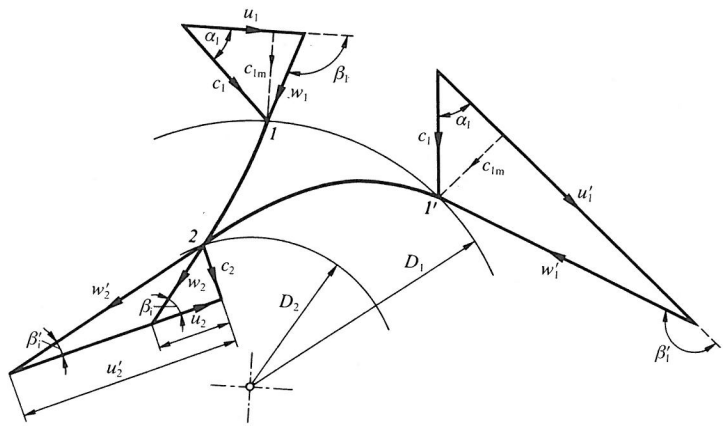
$$\overline{OA^2} = \overline{OB} \cdot \overline{OC} \tag{16.90}$$

što odgovara relaciji (16.87) ako se postavi da je $OA = g H_n \eta_t$. Prema tome iz konstrukcije na sl. 16.19. dade se uz zadani u_1 i $g H_n \eta_t$ naći obodna komponenta ulazne brzine.



Sl. 16.19. Određivanje komponente brzine c_{1u} za zadanu obodnu brzinu uz konstantnu snagu turbine ($gH_n\eta = \text{konst.}$)

Promotrit će se najprije prilike u vodnoj turbini uz porast brzine vrtnje, a uz nepromijenjeni ulazni kut α_1 (sl. 16.20). Pritom se pretpostavlja da pad, protok i dimenzije ostaju nepromijenjeni. Ako se npr. brzina vrtnje poveća za m puta, za toliko će se povećati obodne brzine na ulazu ($u_1' = mu_1$) i na izlazu ($u_2' = m \cdot u_2$), ali će zbog nepromijenjenog protoka meridionalne komponente apsolutne brzine ostati nepromijenjene. Uz jednakost ulaznog kuta α_1 ni obodne se komponente ulaznih brzina neće mijenjati. Ako se, dalje, pretpostavi da je izlazna brzina okomita na obodnu, izlazna će brzina biti jednaka meridionalnoj komponenti te brzine, pa se zbog konstantnosti protoka ni izlazna brzina neće mijenjati. Na sl.

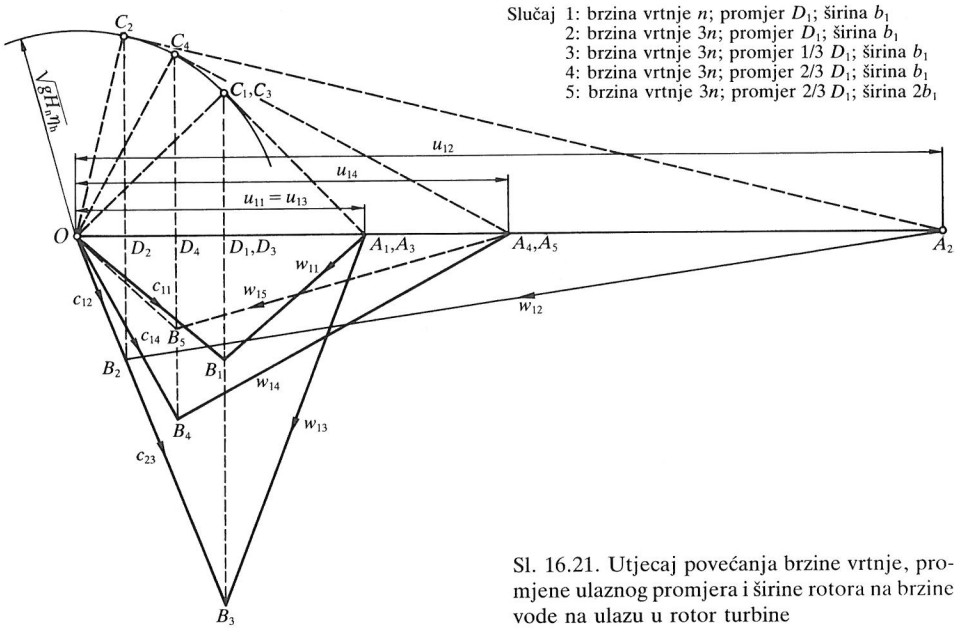


Sl. 16.20. Utjecaj brzine vrtnje na trokute brzina na ulazu i izlazu iz rotora

16.20 vide se prilike uz pretpostavku da je $m = 3$, odnosno da je brzina vrtnje utrostručena. Zbog promjene ulaznog kuta α_1 relativne ulazne brzine, te zbog promjene izlaznog kuta β_i relativne izlazne brzine, mora se promijeniti oblik lopatica kako bi im se osigurao tangencijalni dovod vode. S porastom brzine vrtnje lopatica će postati dulja, a to će izazvati povećane gubitke trenja, pogotovo stoga što je relativna brzina w porasla. Ona je, naime, mjerodavna za određivanje trenja (gubici zbog trenja proporcionalni su kvadratu relativne brzine).

Prema tome, porast brzine vrtnje uz nepromijenjene dimenzije turbine izaziva znatno povećanje gubitaka, odnosno znatno smanjen stupanj djelovanja. Zato je potrebno poduzeti konstruktivne mjere da bi se gubici učinili prihvatljivima. Razmotrit će se najprije prilike na ulazu u turbinu.

Polazi se od turbine kojoj je brzina vrtnje n_1, promjer D_{11} i širina b_{11}. Tim veličinama određena je obodna brzina na ulazu u_{11} (slučaj 1), pa se pomoću konstrukcije na sl. 16.21 (trokut OC_1A_1) dade odrediti obodna komponenta ulazne brzine (OD_1). Budući da je riječ o zadanoj količini vode, određena je i meridionalna komponenta ulazne brzine (D_1B_1), i na taj način i trokut brzina OB_1A_1, u kojem je relativna ulazna brzina w_{11} prikazana dužinom A_1B_1. S povećanjem brzine vrtnje, a uz nepromijenjene dimenzije turbine (slučaj 2), raste obodna brzina do u_{12}, te se pomoću konstrukcije sa sl. 16.21. dolazi do trokuta OC_2A_2 i do obodne komponente ulazne brzine (OD_2). Budući da su dimenzije ostale nepromijenjene, nije se mijenjala ni meridionalna komponenta ulazne brzine, stoga je $D_1B_1 = D_2B_2$. S porastom brzine vrtnje znatno je povećana relativna brzina w_{12} (A_2B_2), pa su i gubici u rotoru znatno veći. Na sl. 16.21. slučaj 2 prikazan je uz utrostručenu brzinu vrtnje ($n_2 = 3n_1$).



Sl. 16.21. Utjecaj povećanja brzine vrtnje, promjene ulaznog promjera i širine rotora na brzine vode na ulazu u rotor turbine

Uz pretpostavljeno povećanje brzine vrtnje odredit će se prilike ako se toliko smanji promjer (slučaj 3) da se postigne jednaka obodna brzina kao u slučaju 1. Budući da točke A_1 i A_3 padaju zajedno, i trokuti OC_1A_1 i OC_3A_3 su jednaki, ali zbog smanjenja promjera mora meridionalna komponenta ulazne brzine biti veća prema (16.86). Uz utrostručeni broj okretaja meridionalna komponenta treba da bude tri puta veća, pa je $D_3B_3 = 3 \cdot D_1B_1$. Smanji li se promjer, opet se znatno poveća relativna brzina w_{13} s obzirom na w_{11}.

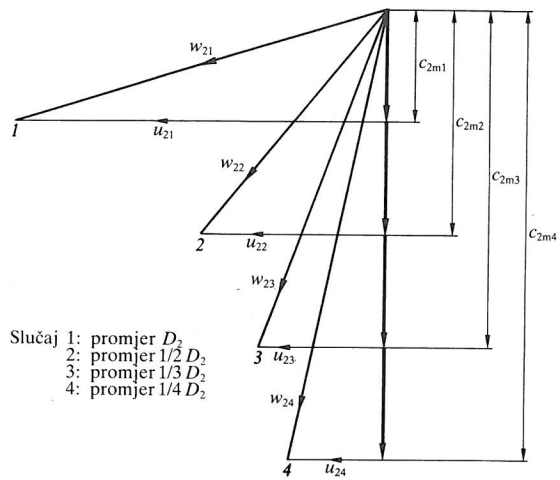
Pri manjem smanjenju promjera (slučaj 4 na sl. 16.21) postiže se izvjesno poboljšanje, ali brzina w_{24} još uvijek ostaje velika. Slučaj 4 na sl. 16.21. nacrtan je uz pretpostavku da je $D_{14} = 2/3\ D_{11}$.

Na opisani način može se pokušavanjem odrediti promjer D_1 uz koji bi se postigla relativna brzina w_2 pri zadanoj brzini vrtnje, ali će i ta minimalna relativna brzina biti znatno veća od one uz manju brzinu vrtnje.

Ako se zadrži nepromijenjeni promjer, smanjenje relativne brzine postiže se povećavajući širinu b_1 jer se tako smanjuje meridionalna komponenta ulazne brzine. Na sl. 16.21. prikazan je slučaj 5, kad je pretpostavljeno da je $D_{15} = 2/3\ D_{11}$ (kao slučaj 4) i $b_{15} = 2b_{11}$. Relativna je brzina $w_{15} = A_5B_5$ smanjena.

Da bi se dalje reducirali gubici zbog trenja, može se smanjiti broj lopatica rotora. Tad bi se povećao slobodni presjek među njima, što ima za posljedicu porast hidrauličkog polumjera prema (15.71), a s time i smanjenje gubitaka nastalih trenjem.

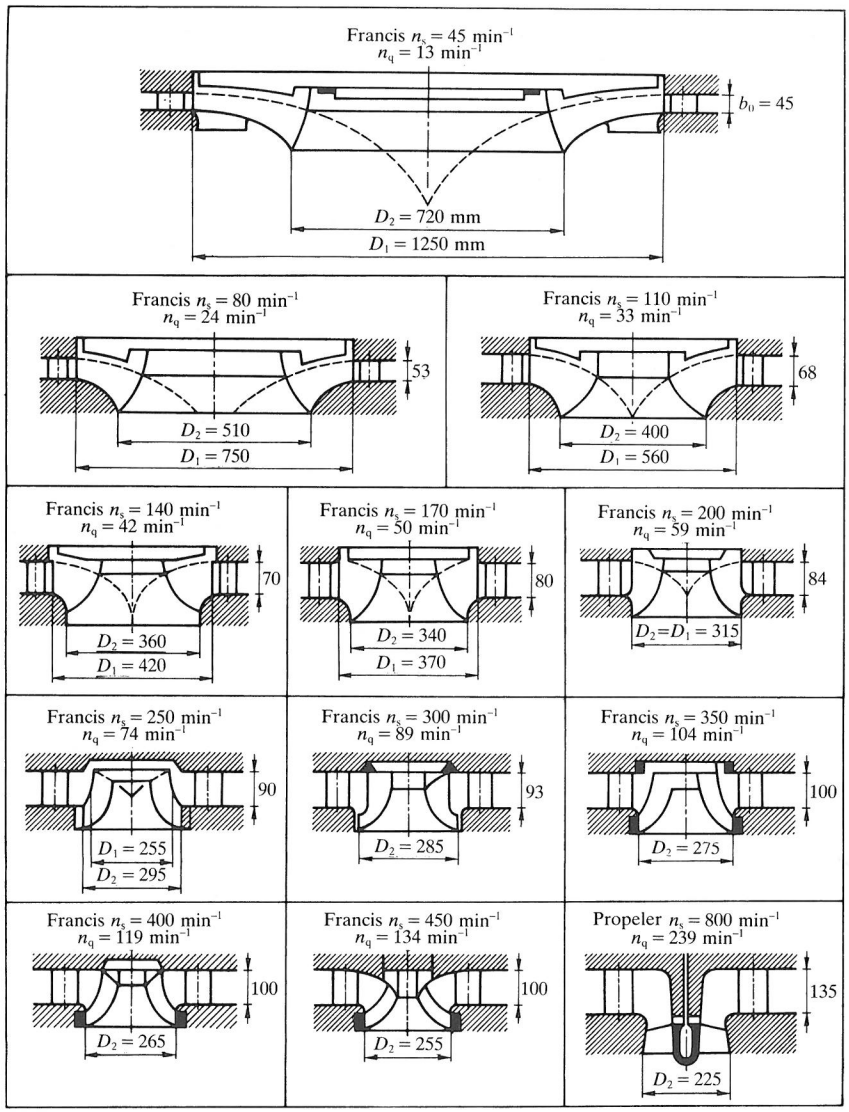
U izlaznom dijelu lopatice valja smanjiti relativnu brzinu w_2 radi smanjenja gubitaka. Ako se pretpostavi da voda na izlazu ima samo meridionalnu komponentu apsolutne brzine, što je najjednostavniji slučaj, prilike na izlazu iz rotora vide se na sl. 16.22. Trokuti brzina na toj slici nacrtani su uz pretpostavku konstantne brzine vrtnje i promjenljivoga izlaznog promjera rotora D_2. Smanji li se izlazni promjer, relativna brzina w_2 najprije opada, a zatim se povećava, što znači da postoji neka minimalna relativna izlazna brzina. Normalno se ne izvodi



Sl. 16.22. Ovisnost brzina na izlazu iz rotora o promjeru D_2

turbina tako da se postigne minimalna vrijednost relativne izlazne brzine jer se sa smanjenjem w_2 naglo povećava apsolutna izlazna brzina c_2, a s time i gubici u difuzoru.

S povećanjem brzine vrtnje uz nepromijenjeni izlazni promjer D_2 raste obodna brzina u_2, što uzrokuje povećanje relativne izlazne brzine w_2. Prema tome, povoljno je uz porast brzine vrtnje smanjiti izlazni promjer D_2, ali ne manje nego promjer D_1 radi održanja apsolutne izlazne brzine u podnošljivim granicama.



Sl. 16.23. Glavne dimenzije turbina snage 1 KS na padu od 1 m (n_s i n_q specifične brzine vrtnje)

Svakako da je, radi porasta relativne brzine w_2, povoljno smanjenje broja lopatica uz povećanje brzine vrtnje.

Uzevši u obzir sve izloženo, zaključuje se da porast brzine vrtnje pretlačne turbine uz inače jednake uvjete (nepromijenjena količina vode i nepromijenjen pad, odnosno nepromijenjena snaga i nepromijenjen pad) zahtijeva ove konstrukcijske zahvate:

a) smanjen ulazni promjer D_1, ali ne toliko koliko iznosi porast brzine vrtnje, pa obodna brzina na ulazu raste

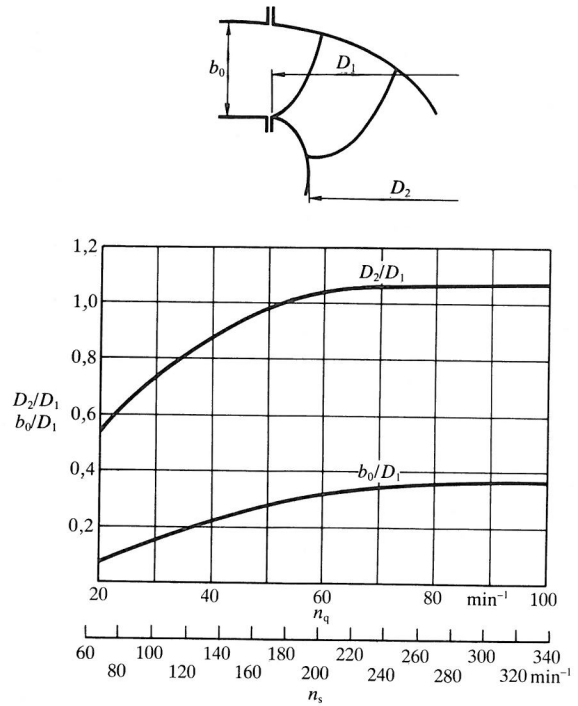
b) smanjen izlazni promjer D_2, ali manje nego što je smanjen ulazni promjer

c) povećana širina statora i ulaza u rotor

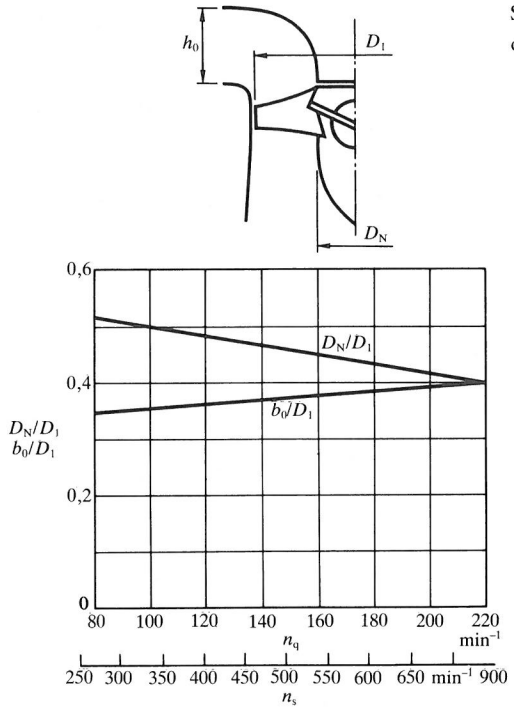
d) smanjen broj lopatica.

Na sl. 16.23. prikazano je više pretlačnih turbina s naznakom glavnih dimenzija. Sve one imaju snagu od 1 KS i iskorištavaju pad od 1 m. Uz svaku turbinu navedena je i specifična brzina vrtnje n_s, koja je stvarna brzina vrtnje, jer su to modelne turbine. Geometrijski slična turbina koja bi radila s protokom od 1 m^3/s na istom padu imala bi brzinu vrtnje koja odgovara specifičnoj brzini vrtnje n_q.

Kao što se vidi na sl. 16.23, s porastom brzine vrtnje smanjuje se i ulazni i izlazni promjer, a povećava se širina na ulazu, što odgovara već spomenutim zaključcima. S povećanom brzinom vrtnje lopatice postaju sve kraće, sve dok se za veliku brzinu vrtnje ($n_s = 800\ \text{min}^{-1}$, $n_q = 239\ \text{min}^{-1}$) ne pretvore u krila usađena u osovinu. Tad Francisova turbina prelazi u propelernu turbinu, koja se normalno izvodi s pomičnim lopaticama (Kaplanova turbina).



Sl. 16.24. Glavne dimenzije Francisovih turbina ovisno o specifičnoj brzini vrtnje



Sl. 16.25. Glavne dimenzije Kaplanovih turbina ovisno o specifičnoj brzini vrtnje

Na sl. 16.24. i 16.25. vide se omjeri glavnih dimenzija Francisovih i Kaplanovih turbina ovisno o specifičnoj brzini vrtnje.

3.5. Specifična brzina vrtnje i dimenzije Peltonovih turbina

Promotrit će se Peltonova turbina koja iskorištava protok Q na padu H_n i ima brzinu vrtnje n. Protok se može izraziti pomoću presjeka mlaza, kojemu je promjer d_0 (sl. 16.11), i brzine c_1 (16.43), pa je

$$Q = \psi \frac{d_0^2 \pi}{4} \sqrt{2g H_n} \tag{16.91}$$

gdje je ψ koeficijent kontrakcije (2.5.2. petnaestog poglavlja). Obodna brzina u i brzina mlaza c_1 moraju zadovoljavati relaciju (16.44) da se postigne optimalni stupanj djelovanja, dakle bit će

$$u = \frac{1}{2} c_1 = \frac{1}{2} \sqrt{2g H_n} \tag{16.92}$$

Budući da obodna brzina ovisi o brzini vrtnje i srednjem promjeru lopatičnog kola D_0 (sl. 16.11), a jer vrijedi da je $u = D_0 n/60$, brzina je vrtnje

$$n = \frac{1}{2}\frac{60}{D_0\,\pi}\sqrt{2g\,H_n} \tag{16.93}$$

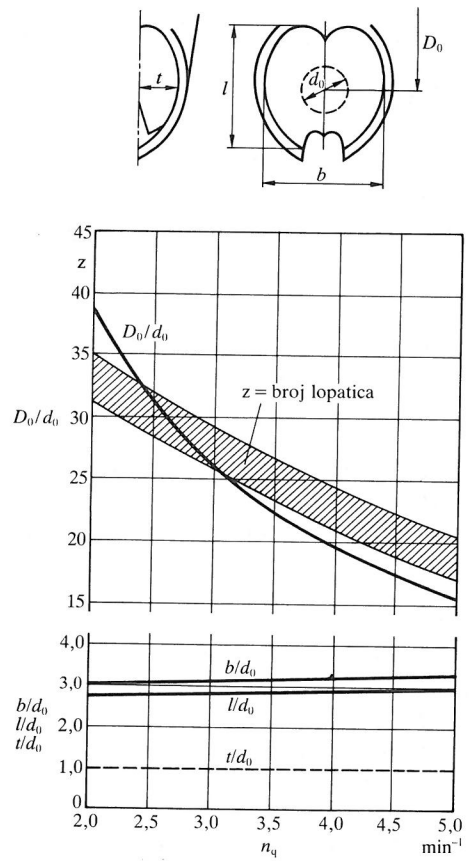
Kad se uvrste Q iz (16.91) i n iz (16.93) u (16.73), dobiva se

$$n_q = 15\sqrt{\frac{\psi}{\pi}}\sqrt[4]{(2g)^3}\,\frac{d_0}{D_0} \approx 78\,\frac{d_0}{D_0} \tag{16.94}$$

gdje je $\psi = 0{,}97$.

Kako je promjer mlaza d_0 za modelnu turbinu zadana vrijednost, jer ovisi samo o $Q = 1$ m^3/s i $H_n = 1$ m, porast brzine vrtnje, a to znači i povećanje specifične brzine vrtnje, postiže se smanjujući promjer lopatičnog kola. Oblik lopatice u prvom redu ovisi o promjeru mlaza, a broj lopatica valja tako odabrati da u svakom položaju lopatičnog kola cijeli mlaz udara u lopatice. Zbog toga se s porastom brzine vrtnje, odnosno sa smanjenjem promjera lopatičnog kola smanjuje broj lopatica.

Na sl. 16.26. predočena je ovisnost glavnih dimenzija Peltonove turbine o specifičnom broju okretaja. Dimenzije lopatica (b/d_0, l/d_0) nešto rastu s povećanjem specifičnog broja okretaja da bi se osigurao udar mlaza u lopatice unatoč smanjenju promjera lopatičnog kola. S obzirom na mogućnost smještaja lopatica minimalni omjer D_0/d_0 iznosi oko 8, pa je maksimalna specifična brzina vrtnje oko $n_{q\,max} = 10$, odnosno $n_{s\,max}$ bit će oko 30 min^{-1}.



Sl. 16.26. Glavne dimenzije Peltonovih turbina ovisno o specifičnoj brzini vrtnje

4. Smanjenje izlaznih gubitaka pretlačnih turbina

4.1. Aspirator

Zadatak je difuzora (sl. 16.8. i 16.9) da omogući iskorištenje potencijalne energije vode između izlaza iz rotora i razine donje vode.

Promotrit će se najprije prilike na izlazu iz rotora turbine ako tekućina istječe u slobodnom mlazu, dakle kad (sl. 16.27) nema cilindrične cijevi. Pretpostavlja se da se izlazni presjek turbine nalazi $H_s = h_2 - h_B$ iznad razine donje vode. Ako se usporedi prema nekoj razini (označenoj sa 0 na sl. 16.27), snaga će vode u presjeku 2 biti

$$P_2 = \frac{p_0}{\varrho} + \frac{c_2}{2} + g\,h_2 \tag{16.95}$$

a na razini donje vode

$$P_B = \frac{p_0}{\varrho} + g\,h_B \tag{16.96}$$

U oba slučaja za tlak je uvedena oznaka p_0 jer u oba presjeka djeluje tlak okoline, a brzina je u odvodnom kanalu zanemarena, kao znatno manja od c_2. Razlika između P_2 i P_B jesu gubici energije, koji iznose

$$\Delta P = P_2 - P_B = \frac{c_2^2}{2} + g(h_2 - h_B) = \frac{c_2^2}{2} + g\,H_s \tag{16.97}$$

Prema tome, kad voda u slobodnom mlazu izlazi iz turbine, pojavljuju se gubici zbog neiskorištene kinetičke energije koju ona ima na izlazu iz turbine i zbog neiskorištene potencijalne energije vode proporcionalne razlici razine vode na izlazu iz turbine i razine donje vode.

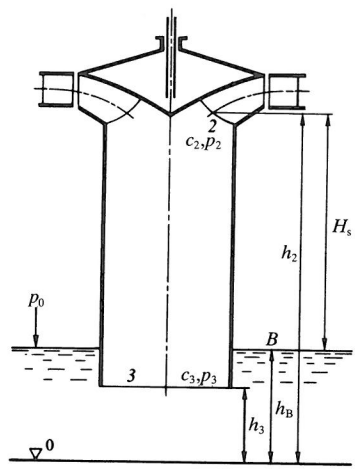
Ako se izlaz turbine smjesti neposredno na razinu donje vode, nestaje drugi član na desnoj strani relacije (16.97), pa gubici nastaju samo zbog neiskorištene kinetičke energije.

Kad se, međutim, na izlaz iz turbine postavi cilindrična cijev (sl. 16.27), koja se naziva aspiratorom, tu će se izmijeniti prilike. Da bi se to utvrdilo, promotrit će se presjek 3 na izlazu iz aspiratora i presjek B na razini donje vode. Energija koju ima voda na izlaznom presjeku aspiratora, uz pretpostavku da je $c_3 = c_2$, jer je cijev konstantna presjeka, iznosi

$$P_3 = \frac{p_3}{\varrho} + \frac{c_2^2}{2} + g\,h_3 \tag{16.98}$$

Za presjek B vrijedi relacija (16.96), pa je gubitak energije

$$\Delta P = P_3 - P_B = \frac{p_3}{\varrho} - \frac{p_0}{\varrho} + \frac{c_2^2}{2} - g(h_B - h_3) \tag{16.99}$$



Sl. 16.27. Turbina s aspiratorom

Osim toga, mogu se, uz pretpostavku da je brzina u odvodnom kanalu zanemarivo mala, postaviti Bernoullieve jednadžbe za presjek neposredno na izlazu iz aspiratora, kad je već brzina strujanja zanemarivo malena, i za presjek na razini donje vode. Tad je

$$\frac{p_3}{\varrho} + g\,h_3 = \frac{p_0}{\varrho} + g\,h_B \tag{16.100}$$

Pošto se uvrsti u (16.99), bit će gubici

$$\Delta P = \frac{c_2^2}{2} \tag{16.101}$$

Prema tome, postavi li se aspirator, gubici se na izlazu smanjuju na iznos koji odgovara smještaju izlaza turbine na razini donje vode.

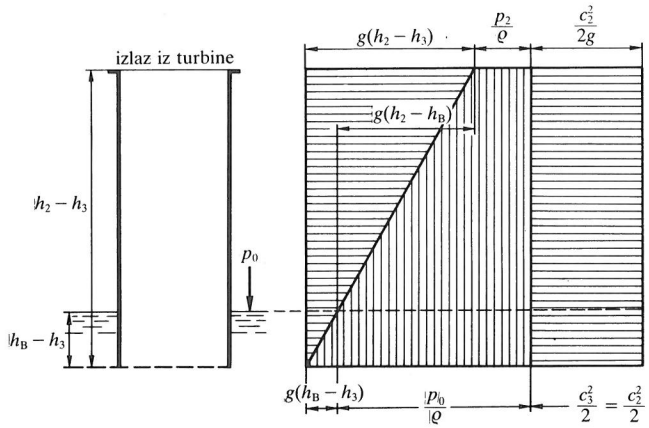
Kad se ustanovljuju prilike na izlazu iz turbine, a zbog opasnosti od kavitacije, važno je poznavati tlakove uzduž aspiratora. Da se oni odrede u pojedinim presjecima, postavljaju se Bernoullieve jednadžbe za presjeke 2 i 3 (sl. 16.27):

$$\frac{p_2}{\varrho}+\frac{c_2^2}{2}+g\,h_2=\frac{p_3}{\varrho}+\frac{c_2^2}{2}+g\,h_3 \tag{16.102}$$

I tad je, iz spomenutog razloga, uzeto da je $c_3 = c_2$. Za vrijeme strujanja kroz aspirator potencijalna energija transformira se u energiju tlaka. Budući da potencijalna energija opada s visinom, dade se jednostavno nacrtati dijagram energija (sl. 16.28). Na razini donje vode voda ima energiju tlaka p_0/ϱ, a u presjeku na izlazu iz turbine vlada niži tlak p_2/ϱ. Uz konstantnu brzinu vode u aspiratoru i zanemare li se gubici energija tlaka na izlazu iz turbine iznosi

$$\frac{p_2}{\varrho}=\frac{p_0}{\varrho}-g(h_2-h_B)=\frac{p_0}{\varrho}-g\,H_s \tag{16.103}$$

gdje je H_s visina izlaznog presjeka turbine iznad donje vode.



Sl. 16.28. Dijagram energija u aspiratoru

Tlak p_2 mora biti veći od tlaka isparivanja vode p_s, koji ovisi o temperaturi vode jer će se inače pojaviti kavitacija (1. petnaestog poglavlja). Prema tome, treba da bude zadovoljena nejednadžba

$$p_s \leqq p_0 - g\,\varrho\,H_s \tag{16.104}$$

odnosno nejednadžba

$$H_s \leqq \frac{p_0}{g\,\varrho}-\frac{p_s}{g\,\varrho} \tag{16.105}$$

To znači da se mora izlazni presjek turbine iznad razine donje vode smjestiti tako da bude zadovoljena nejednadžba (16.105). U toj nejednadžbi treba tlakove uvrstiti u N/m^2 kako bi se H_s dobio u metrima. Ako se međutim uzme da je tlak okoline približno 0,1 MPa = 10^5 N/m^2, $\varrho = 1\,000$ kg/m^3, a $g = 9{,}81$ m/s^2, dobiva se dovoljno točno da je $p_0/g\,\varrho = 10$ m. Tlak isparivanja može se otčitati u parnim tablicama, pa se izračunava odgovarajuća vrijednost u m. Normalno se uzima da drugi član u (16.105) mora zbog sigurnosti iznositi 2 m, pa je

$$H_s \leqq 8 \text{ m} \tag{16.106}$$

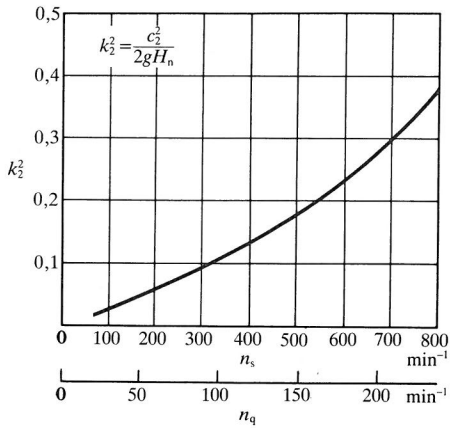
To znači da visina aspiratora ne smije biti veća od 8 m.

4.2. Difuzor

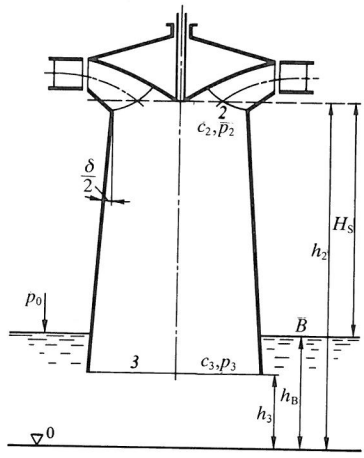
Prema 3.4. ovog poglavlja s povećanjem specifične brzine vrtnje smanjuje se izlazni promjer rotora, pa to ima za posljedicu porast brzine na izlazu iz rotora, a s time i povećanje gubitaka na izlazu unatoč postavljenom aspiratoru. Brzina na izlazu iz rotora c_2 dade se s obzirom na netopad H_n prikazati pomoću koeficijenta brzine k_2, određenoga relacijom

$$k_2^2 = \frac{c_2^2}{2g H_n} \tag{16.107}$$

Približne vrijednosti koeficijenta brzine k_2 predočene su na sl. 16.29. Kao što se vidi, uz veliku specifičnu brzinu vrtnje gubici su na izlazu znatan dio raspoložive energije vode ($g H_n$). Zato se umjesto aspiratora upotrebljava difuzor, u obliku cijevi koja se proširuje (sl. 16.30), pa na izlazu iz njega voda ima manju brzinu c_3 nego na izlazu iz turbine c_2.



Sl. 16.29. Približna ovisnost koeficijenta brzine na izlazu iz pretlačne turbine o specifičnoj brzini vrtnje



Sl. 16.30. Turbina s difuzorom

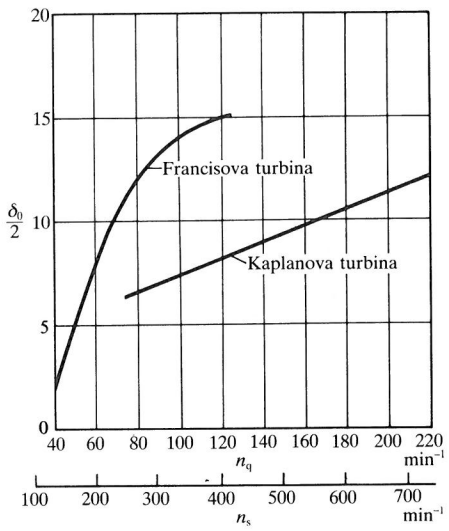
Ako se uračunaju gubici snage u difuzoru $g h_{Rd}$, snaga vode na njegovu kraju (presjek 3 na sl. 16.30) iznosi

$$P_3 = \frac{p_3}{\varrho} + \frac{c_3^2}{2} + g h_3 + g h_{Rd} \tag{16.108}$$

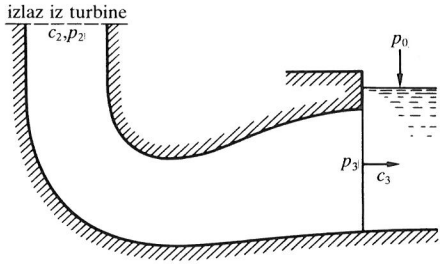
a snaga vode na razini donje vode određena je relacijom (16.96). Uzevši još izraz (16.100), gubici su na izlazu

$$\Delta P = \frac{c_3^2}{2} + g\,h_{\mathrm{Rd}} \tag{16.109}$$

Prema tome, znatno smanjivši brzinu na izlazu iz aspiratora dadu se gotovo potpuno eliminirati gubici kinetičke energije ($c_3^2/2$), ali je za to potrebno veliko proširenje difuzora. Ono se može ostvariti ili povećavanjem duljine difuzora ili uz veliki kut proširenja. U prvom slučaju valja turbinu smjestiti visoko iznad donje vode, što je ograničeno na pojavu kavitacije, kako je pokazano u 4.1. ovog poglavlja. Osim toga, s duljinom difuzora povećavaju se gubici energije gh_{Rd}. S druge strane, veliki kut proširenja izaziva odvajanje strujanja, što stvara dodatne gubitke. Na sl. 16.31. prikazana je ovisnost kuta $\delta/2$ (sl. 16.30) o specifičnoj brzini vrtnje za Francisove i Kaplanove turbine. Kao što se vidi, kutovi proširenja nisu veliki, pa je za postizanje dovoljno velikog presjeka na kraju difuzora potrebna njegova veća duljina nego što je to moguće ostvariti s obzirom na dopušteni smještaj turbine iznad razine donje vode. To pogotovo vrijedi za turbine s visokom specifičnom brzinom vrtnje, koje se – kako će se još vidjeti – moraju smjestiti vrlo blizu donje razine. Zato se izvodi difuzor u obliku zavoja (sl. 16.32). Sve relacije za konični difuzor vrijede i za onaj u obliku zavoja uz napomenu da pri određivanju gubitaka u difuzoru gh_{Rd} valja uračunati i gubitke zbog promjene smjera.



◀ Sl. 16.31. Kut proširenja difuzora ovisno o specifičnoj brzini vrtnje



Sl. 16.32. Primjer aspiratora u obliku zavoja

Uzevši u obzir gubitke snage u difuzoru i smanjenje brzine zbog proširenja difuzora, može se za presjeke 2 i 3 (sl. 16.30) postaviti Bernoullieva jednadžba

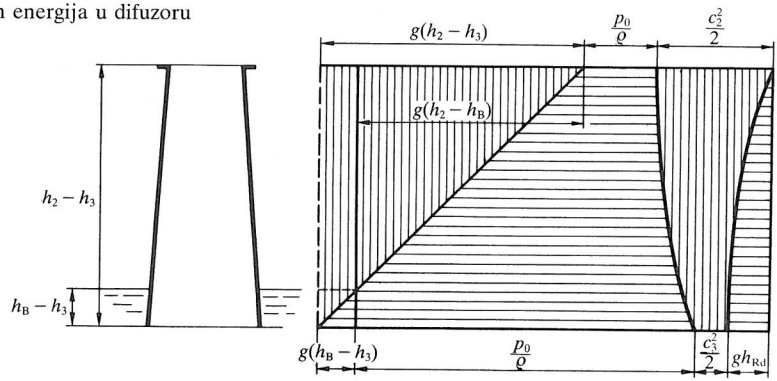
$$\frac{p_2}{\varrho} + \frac{c_2^2}{2} + g\,h_2 = \frac{p_3}{\varrho} + \frac{c_3^2}{2} + g\,h_3 + g\,h_{\mathrm{Rd}} \tag{16.110}$$

pa je moguće nacrtati (kao na sl. 16.28) dijagram energija uzduž difuzora (sl. 16.33). Kao i za aspirator, a pomoću sl. 16.33, za energiju tlaka na izlazu iz turbine vrijedi relacija

$$\frac{p_2}{\varrho} = \frac{p_0}{\varrho} - g H_s - \frac{c_2^2 - c_3^2}{2} + g h_{Rd} \tag{16.111}$$

gdje je $H_s = h_s - h_B$ visina izlaznog presjeka turbine iznad razine donje vode. Relacija (16.111) prelazi u (16.103) ako se uzme da je $c_2 = c_3$, što vrijedi za aspirator, i zanemare li se gubici strujanja u difuzoru.

Sl. 16.33. Dijagram energija u difuzoru



Energija tlaka p_2/ϱ, a prema tome i tlak p_2 na izlazu iz turbine, manja je kad se upotrijebi difuzor nego kad se postavi aspirator jer je treći član na desnoj strani relacije (16.111) uvijek veći od gubitaka energije $g h_{Rd}$.

Ako se sa p_s označi tlak isparivanja, mora biti, da se spriječi pojava kavitacije, $p_2 > p_s$. Dakle treba da bude zadovoljena nejednadžba

$$p_s \leqq p_0 - g \varrho H_s - \varrho \frac{c_2^2 - c_3^2}{2} + g \varrho h_{Rd} \tag{16.112}$$

odnosno mora biti

$$H_s \leqq \frac{p_0}{g \varrho} - \frac{p_s}{g \varrho} + \frac{c_2^2 - c_3^2}{2g} - h_{Rd} \tag{16.113}$$

Ako se stupanj djelovanja difuzora definira pomoću relacije

$$\eta_d = \frac{\frac{c_2^2 - c_3^2}{2} - g h_{Rd}}{\frac{c_2^2 - c_3^2}{2}} \tag{16.114}$$

dobiva se gubitak u difuzoru prikazan kao gubitak visine

$$h_{Rd} = \frac{c_2^2 - c_3^2}{2g}(1 - \eta_d) \tag{16.115}$$

pa (16.113) poprima oblik

$$H_s \leqq \frac{p_0}{g} - \frac{p_s}{g} - \frac{c_2^2 - c_3^2}{2g}\eta_d \tag{16.116}$$

Relacija (16.116) prelazi u (16.105) kad je $c_2 = c_3$. Budući da je u difuzoru $c_2 > c_3$, pri njegovoj upotrebi valja izlaz iz turbine smjestiti niže nego za aspirator.

Smještaj turbine iznad razine donje vode (visina H_s) može se približno odrediti pomoću koeficijenta brzine iz (16.107) uz pretpostavku da je dopušteno zanemariti brzinu na izlazu iz difuzora, što je normalno moguće jer je c_3 znatno manje od c_2. U tom slučaju, postavi li se da je $p_2/g\varrho = 2$ m, dobiva se

$$H_s \leqq H_{s\max} = \frac{p_0}{g\varrho} - k_2^2 H_n - 2 \tag{16.117}$$

što je zapravo najveća dopuštena visina izlaznog presjeka turbine iznad razine donje vode. Za određivanje $H_{s\max}$ potrebno je, dakle, znati koeficijent brzine k. U praksi, međutim, postupa se na drugi način jer se $H_{s\max}$ ustanovljuje pomoću koeficijenta kavitacije.

4.3. Koeficijent kavitacije

Ako se promatra presjek 2 i presjek koji odgovara površini donje vode B (sl. 16.30), može se postaviti Bernoullieva jednadžba

$$\frac{p_2}{\varrho} + \frac{c_2^2}{2} + g h_2 = \frac{p_0}{\varrho} + \frac{c_B^2}{2} + g h_B + g h_{Rd} \tag{16.118}$$

Doda li se lijevoj strani i oduzme energija tlaka koja odgovara tlaku isparivanja, te se na jednu stranu znaka jednakosti stavi razlika $H_s = h_2 - h_B$, dobiva se

$$H_s = \frac{p_0}{g\varrho} - \frac{p_s}{g\varrho} - \frac{c_2^2 - c_B^2}{2g} - \frac{p_2 - p_s}{g\varrho} + h_{Rd} \tag{16.119}$$

Ta relacija odgovara jednadžbi (16.111) uz tu razliku što je desna strana proširena sa $p_s/g\varrho$. U prva dva člana na desnoj strani izraza (16.119) nalaze se karakteristike koje ne ovise o upotrijebljenoj turbini, već samo o lokaciji hidroelektrane (tlak p_0 jednak je tlaku okoline, a na njega utječe nadmorska visina na kojoj je smještena turbina) i o temperaturi vode. Ostala tri člana ovise o konstrukciji turbine (brzina c_2 i tlak p_2 na izlazu iz turbine) i o konstrukciji difuzora (gubici h_{Rd}), koji ovisi također o konstrukciji turbine. Zbog toga je bilo moguće uvesti koeficijent kavitacije, definiran relacijom

$$\sigma = \frac{\frac{c_2^2 - c_B^2}{2g} + \frac{p_2 - p_s}{g\varrho} - h_{Rd}}{H_n} \tag{16.120}$$

a na koji u prvom redu utječu karakteristike turbine. Uvede li se koeficijent kavitacije, relacija (16.119) može se napisati u obliku

$$H_{s\,max} = \frac{p_0}{g\varrho} - \frac{p_s}{g\varrho} - \sigma H_n \tag{16.121}$$

Pritom je $H_{s\,max}$ maksimalno dopuštena visina izlaznog presjeka turbine iznad razine donje vode.

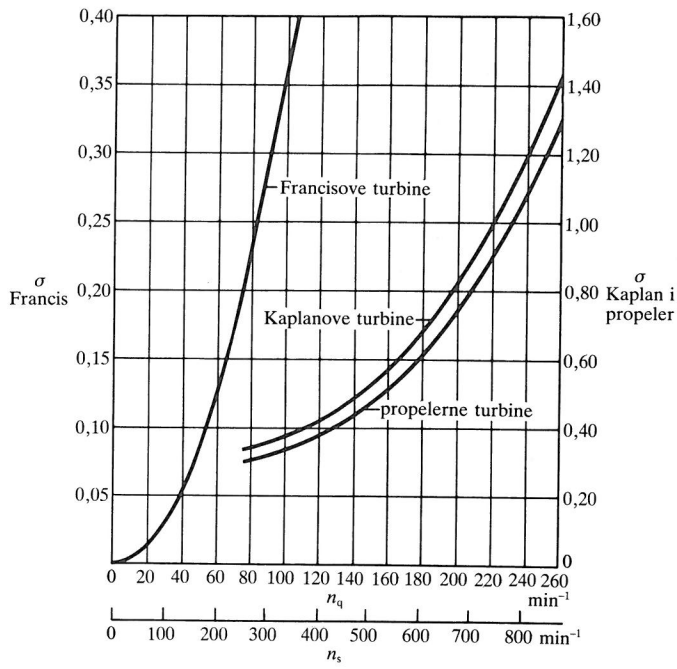
Na koeficijent kavitacije utječe tip turbine i specifična brzina vrtnje jer o tome ovise izlazna brzina vode c_2 i tlak na izlazu p_2, koji dolaze u relaciji (16.120). Koeficijent σ određen je na temelju eksperimenata na modelnim i izvedenim turbinama. Zbog toga se može u literaturi naći više podataka o vrijednostima koeficijenta kavitacije. Ovdje se, radi ilustracije, navode izrazi koji dobro aproksimiraju ovisnost koeficijenta kavitacije o specifičnoj brzini vrtnje. Ta je ovisnost za Francisove turbine

$$\sigma = 0{,}360\left(\frac{n_q}{100}\right)^2 \tag{16.122}$$

a za propelerne turbine

$$\sigma = 0{,}28 + 0{,}057\,7\left(\frac{n_q}{100}\right)^2 \tag{16.123}$$

Za Kaplanove turbine treba vrijednosti iz (16.123) povećati za 10%. Na sl. 16.34. prikazana je ovisnost koeficijenta kavitacije σ o specifičnoj brzini vrtnje prema relacijama (16.122) i (16.123).

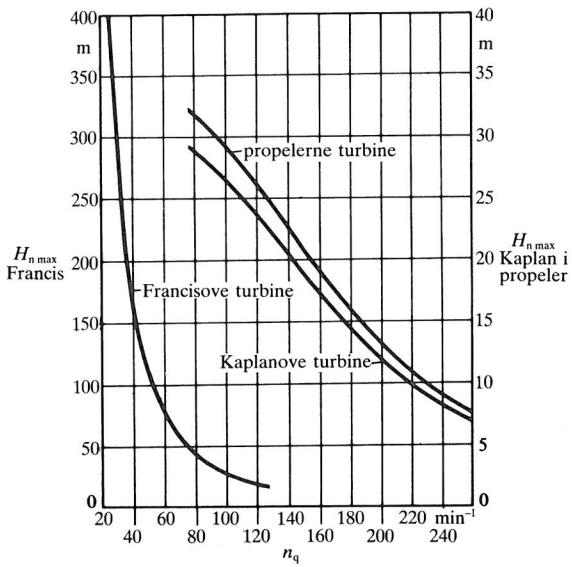


Sl. 16.34. Koeficijent kavitacije ovisno o specifičnoj brzini vrtnje Francisove, propelerne i Kaplanove turbine

U slučajevima kad su velike vrijednosti koeficijenta kavitacije i veći padovi H_n, vrijednost $H_{s\,max}$ može postati i negativna, što znači da se izlazni presjek mora nalaziti na koti nižoj od kote donje vode. Tad se kaže da turbina radi s protutlakom.

Ako se, međutim, ne želi da $H_{s\,max}$ iz (16.121) postane negativno, odnosno postavi li se zahtjev da izlazni presjek bude upravo na razini donje vode, dade se iz (16.121) odrediti maksimalni pad $H_{n\,max}$ kad se uzme da je $H_{s\,max} = 0$. Tad se dobiva

$$H_{n\,max} = \frac{p_0 - p_s}{g\,\varrho\,\sigma} \tag{16.124}$$



Sl. 16.35. Maksimalni pad ovisno o specifičnoj brzini vrtnje za smještaj izlaznog presjeka turbine na razini donje vode

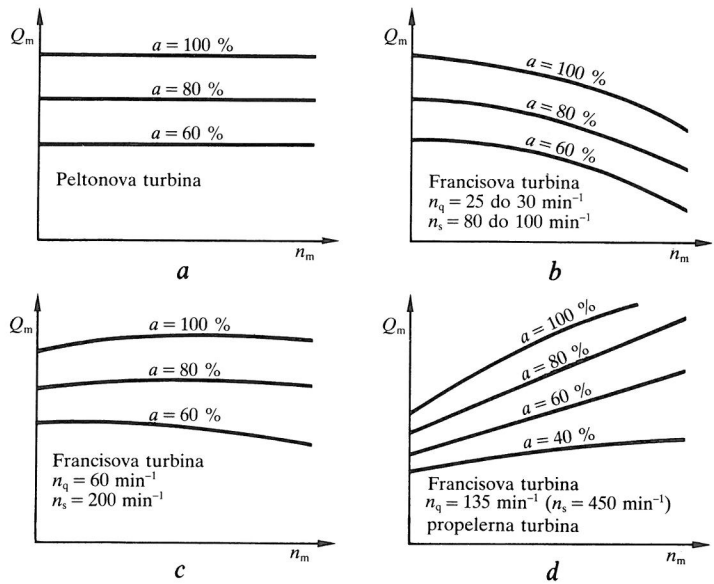
Na sl. 16.35. predočena je ovisnost $H_{n\,max}$ o σ za $p_0/g\,\varrho = 10$ m i $p_s/g\,\varrho = 0{,}17$ m (što odgovara temperaturi vode od 15 °C).

5. Ponašanje turbina uz promjenljive pogonske uvjete

5.1. Topografski dijagrami jediničnih turbina

Pogonske karakteristike vodnih turbina snimaju se u laboratoriju mjerenjem količine vode Q_m i snage P_m na osovini turbina uz konstantni pad i promjenljivu brzinu vrtnje n_m. U svim slučajevima veličine su označene indeksom m jer se karakteristike snimaju na modelnoj turbini.

Na sl. 16.36. prikazana je ovisnost količine vode Q_m o brzini vrtnje, uz različite otvore statora (a = konst.), koji odgovara pomaku lopatica Francisove, propelerne



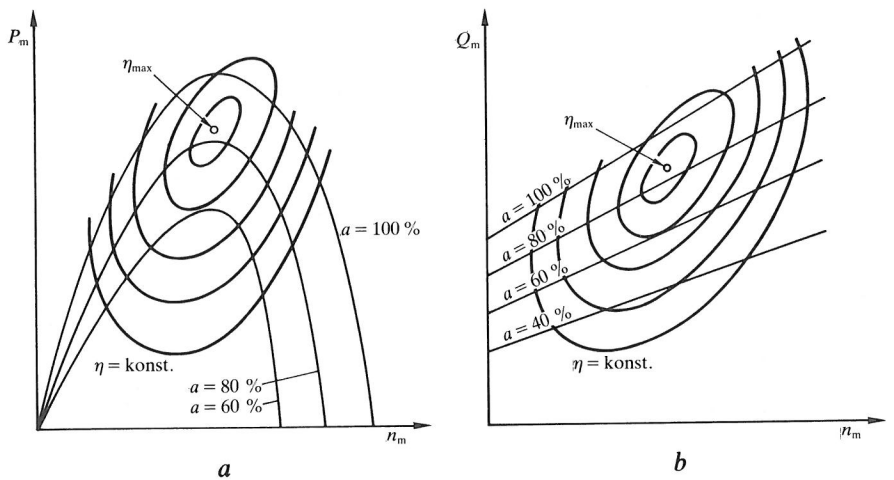
Sl. 16.36. Ovisnost količine vode koja protječe kroz turbinu o brzini vrtnje za različite tipove turbina

i Kaplanove turbine (sl. 16.10), odnosno otvoru mlaznice Peltonove turbine (sl. 16.11). Količina vode što protječe kroz Peltonovu turbinu ne ovisi o brzini vrtnje (sl. 16.36a) jer voda dotječe slobodnim mlazom na koji ne utječu prilike u rotoru. U pretlačnim turbinama postoji ta ovisnost, pa u turbinama s malom specifičnom brzinom vrtnje količina vode opada s porastom brzine vrtnje (sl. 16.36b), a u onima s velikom specifičnom brzinom vrtnje količina vode raste (sl. 16.36d).

Budući da je za vrijeme eksperimenta mjerena i snaga na osovini P_m, dade se na temelju mjerenja nacrtati i dijagram ovisnosti snage o brzini vrtnje, a za konstantne otvore statora turbine (sl. 16.37a). Znajući ovisnost protoka Q_m o broju okretaja n_m, te ovisnost P_m o n_m, moguće je za svaki par vrijednosti Q_m i P_m, za istu brzinu vrtnje n_m i isti otvor statora ustanoviti stupanj djelovanja turbine prema izrazu

$$\eta = \frac{P_m}{g\, Q_m\, H_m} \tag{16.125}$$

Odrede li se stupnjevi djelovanja za dovoljan broj parova vrijednosti i spoje se točke jednakih stupnjeva djelovanja, dobiva se topografski dijagram bilo u koordinatnom sustavu P_m, n_m (sl. 16.37a), bilo u koordinatnom sustavu Q_m, n_m (sl. 16.37b). U topografskom dijagramu, koji se naziva i školjkasti dijagram, krivulje $\eta = \text{konst.}$ mogu se shvatiti kao izohipse nekog brijega na zemljopisnoj karti. Točka η_{max} (sl. 16.37) vrh je »brijega« stupnjeva djelovanja, a krivulje $\eta = \text{konst.}$ odgovaraju to nižoj vrijednosti stupnja djelovanja što su više udaljene od η_{max}.



Sl. 16.37. Topografski dijagram modelne turbine: a) u koordinatnom sustavu P_m,n_m, b) u koordinatnom sustavu Q_m,n_m

Da bi se pojednostavnio proračun za izvedenu turbinu, rezultati dobiveni za modelnu turbinu preračunavaju se na pad od $H = 1$ m i sličnu turbinu karakterističnog promjera $D = 1$ m (D je promjer na ulazu u rotor ili promjer na njegovu

izlazu, što, naravno, mora biti poznato). To je tzv. jedinična turbina. U preračunavanju upotrebljavaju se jednadžbe koje vrijede za geometrijski slične turbine (3.2. ovog poglavlja).

Za omjer geometrijske sličnosti λ (16.50) dobiva se tad

$$\lambda = \frac{1}{D_m} \tag{16.126}$$

jer je promjer jedinične turbine $D = 1$ m. Ako se u (16.65), (16.67) i (16.69) uvrste promjer i pad jedinične turbine, dobivaju se izrazi za brzinu vrtnje n_1, protok Q_1 i snagu P_1 jedinične turbine

$$n_1 = \frac{n_m D_m}{\sqrt{H_m}} \tag{16.127}$$

$$Q_1 = \frac{Q_m}{D_m^2 \sqrt{H_m}} \tag{16.128}$$

$$P_1 = \frac{P_m}{D_m^2 \sqrt{H_m^3}} \tag{16.129}$$

Ako je međutim, pad modelne turbine jednak 1 m ($H_m = 1$), što je vrlo često, brzina će vrtnje, protok i snaga jedinične turbine biti

$$n_{11} = n_m D_m \tag{16.130}$$

$$Q_{11} = \frac{Q_m}{D_m^2} \tag{16.131}$$

$$P_{11} = \frac{P_m}{D_m^2} \tag{16.132}$$

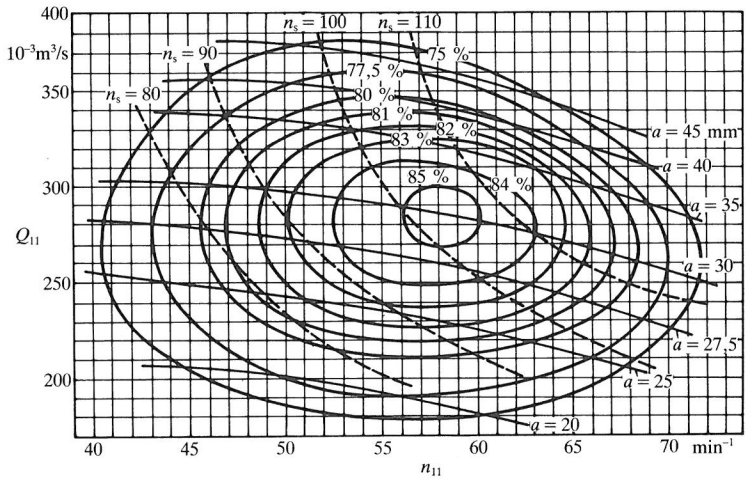
Budući da su za modelnu turbinu promjer D_m i pad H_m konstante, brzine vrtnje n_1, količina vode Q_1 i snaga P_1 proporcionalni su odgovarajućim veličinama modelne turbine, pa su topografski dijagrami jedinične turbine slični onima modelne turbine. Stupanj djelovanja jedinične turbine jednak je stupnju djelovanja modelne turbine, prema 3.2. ovog poglavlja.

Na sl. 16.38. topografski je dijagram za jediničnu turbinu u koordinatnom sustavu Q_{11}, n_{11}, a na sl. 16.39. dijagram za istu jediničnu turbinu u koordinatnom sustavu P_{11}, n_{11}.

U topografske dijagrame mogu se još ucrtati krivulje konstantnih specifičnih brzina vrtnje. Polazeći od relacije (16.76), za jediničnu se turbinu dobiva

$$n_s = n_{11} \sqrt{P_{11}} \tag{16.133}$$

gdje je P_{11} u konjskim snagama. Prema (16.133) nacrtane su krivulje $n_s = \text{konst.}$ u dijagramu na sl. 16.39. Budući da je u (16.133) P_{11} u KS, za slučaj kad je snaga P_{11} u kW, ta relacija glasi



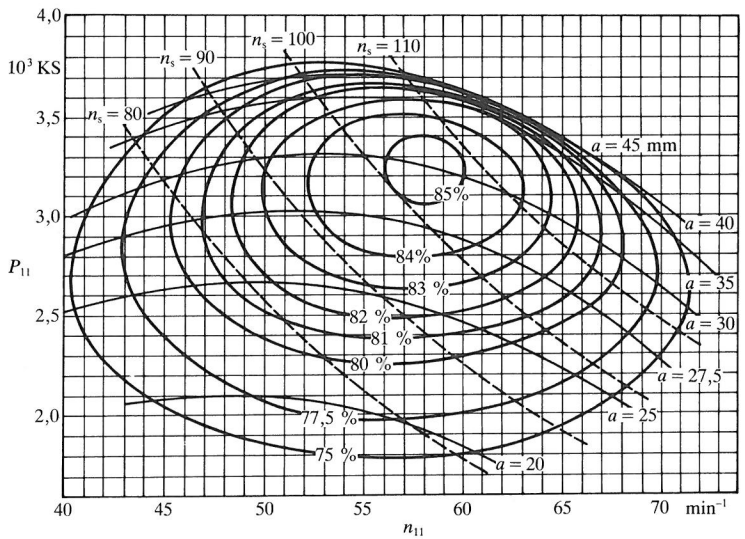
Sl. 16.38. Topografski dijagram jedinične Francisove turbine u koordinatnom sustavu Q_{11},n_{11}

$$n_s = 1{,}166\, n_{11} \sqrt{P_{11}} \tag{16.134}$$

jer je $\sqrt{1{,}36} = 1{,}166$.

Analogno tome u koordinatnom sustavu Q_{11}, n_{11} dadu se nacrtati krivulje za n_q = konst. jer se za jediničnu turbinu iz (16.73) dobiva

$$n_q = n_{11} \sqrt{Q_{11}} \tag{16.135}$$



Sl. 16.39. Topografski dijagram jedinične Francisove turbine u koordinatnom sustavu P_{11},n_{11}

Ako se, međutim, želi u dijagram u koordinatnom sustavu Q_{11}, n_{11} ucrtati krivulje $n = \text{konst.}$, to nije moguće učiniti uz pretpostavku da je $n_s = 3{,}365\ n_q$ prema (16.80). Taj je odnos između n_s i n_q određen, naime, uz konstantni stupanj djelovanja. Da bi se izrazili odnosi između n_s i n_q u topografskom dijagramu, valja, naime, poći od utjecaja stupnja djelovanja, pa se iz relacije (16.79) dobiva

$$n_s = 3{,}65\, n_q \sqrt{\eta} \tag{16.136}$$

Tad se može naći taj odnos i na taj način doći do krivulje $n_s = \text{konst.}$ u koordinatnom sustavu Q_{11}, n_{11}.

Budući da je specifična brzina vrtnje modelne turbine ona brzina vrtnje pri kojoj se postiže maksimalni stupanj djelovanja (3.3. ovog poglavlja), iz dijagrama na sl. 16.38. i 16.39. dade se ustanoviti i specifična brzina vrtnje. Za turbinu za koju vrijede spomenuti dijagrami bit će $n_s = 104\ \text{min}^{-1}$, odnosno, prema (16.136), $n_q = 31\ \text{min}^{-1}$.

5.2. Topografski dijagrami izvedenih turbina

Topografski dijagram jedinične turbine može poslužiti za dobivanje svih pogonskih karakteristika izvedene geometrijski slične turbine koja radi s brzinom vrtnje n i ima karakteristični promjer D. Međusobni odnosi brzine vrtnje, protoka i snage jedinične turbine i geometrijski slične izvedene turbine izračunavaju se iz već navedenih relacija, ako se jedinična turbina smatra modelnom. Tad se dolazi do omjera geometrijske sličnosti

$$\lambda = D \tag{16.137}$$

a iz (16.65), (16.67) i (16.68) do relacija kojima su određeni odnosi između brzine vrtnje, protoka i snage jedinične i izvedene turbine, pa je

$$n = n_{11} \frac{\sqrt{H}}{D} \tag{16.138}$$

$$Q = Q_{11} D^2 \sqrt{H} \tag{16.139}$$

$$P = P_{11} D^2 \sqrt{H^3} \tag{16.140}$$

Pritom su Q i P protok i snaga izvedene turbine.

U pogonu, međutim, turbina radi praktički s konstantnom brzinom vrtnje, što se postiže uz pomoć automatskog regulatora, a to je potrebno da bi se održala konstantna frekvencija napona i struje jer se danas normalno turbine grade za pogon generatora u hidroelektranama.

Pretpostavit će se najprije da je pad konstantan (H_0), da turbina radi s konstantnom brzinom vrtnje (n_0) i da izvedena turbina ima karakteristični promjer D_0. Iz (16.138), a uz $H = H_0$, $n = n_0$ i $D = D_0$, dobiva se

$$n_{11,0} = n_0 \frac{D_0}{\sqrt{H_0}} = \text{konst.} \tag{16.141}$$

To znači da je $n_{11,0}$ konstantna veličina za promatranu izvedenu turbinu. Prema tome, sve se odigrava na okomici $n_{11,0} = \text{konst.}$, stoga se iz topografskog dijagrama dadu odrediti vrijednosti stupnja djelovanja za snage P_{11} (sl. 16.38) i za količine vode Q_{11} (sl. 16.39). Znajući za pojedine vrijednosti stupnja djelovanja snage P_{11} i protoke Q_{11}, snage P i protoci Q izvedene turbine određuju se prema (16.139) i (16.140), pa je

$$Q = Q_{11} D_0^2 \sqrt{H_0} \tag{16.142}$$

$$P = P_{11} D_0^2 \sqrt{H_0^3} \tag{16.143}$$

Neka je npr. $H_0 = 196{,}8$ m, $n_0 = 375\ \text{min}^{-1}$, $D_0 = 2{,}17$ m, a odgovarajuća brzina vrtnje jedinične turbine u (16.141) iznosi $n_{11,0} = 58\ \text{min}^{-1}$. Iz topografskih dijagrama moraju se otčitati vrijednosti za P_{11} i Q_{11} uz pojedine vrijednosti stupnja djelovanja, a zatim se izračunaju vrijednosti za P i Q izvedene turbine pomoću izraza (16.143) i (16.142). Za odabrani primjer dobiva se snaga iz relacije

$$P = 13{,}00\, P_{11} \cdot 10^3\ \text{KS} \tag{16.144}$$

odnosno

$$P = 9{,}58\, P_{11}\ \text{MW} \tag{16.145}$$

a protok kroz izvedenu turbinu nađe se iz jednadžbe

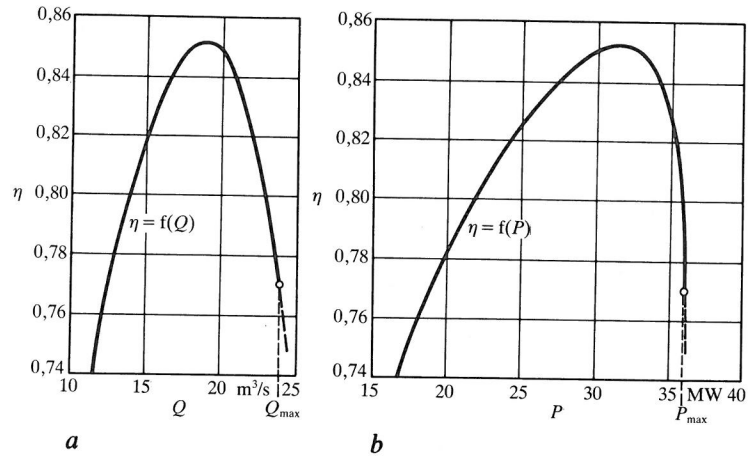
$$Q = 66{,}06\, Q_{11} \cdot 10^{-3}\ \text{m}^3/\text{s} \tag{16.146}$$

Valja napomenuti da izraz (16.144) vrijedi kad je P_{11} u KS. Ako je, međutim, P_{11} u kW, uzima se relacija (16.145) s tim da se P dobiva u kW.

Na sl. 16.40. prikazane su ovisnosti stupnja djelovanja o protoku Q i snazi P za turbinu na koju se odnose topografski dijagrami na sl. 16.38. i 16.39, a za vrijednosti n_0, H_0 i D_0. U dijagramima na sl. 16.40. označen je maksimalni protok Q_{max} i maksimalna snaga P_{max} jer je $a = 45°$ (sl. 16.38. i 16.39) maksimalni otvor statora turbine.

Kad se utvrđivala karakteristika na sl. 16.40, računalo se s konstantnim padom. U hidroelektranama netopad, a to je pad mjerodavan za određivanje karakteristika turbine, nije konstantan ni onda kad je razina gornje vode konstantna jer gubici u dovodu (dovodni kanal ili tunel, tlačni cjevovod) ovise o protoku i jer razina donje vode također ovisi o količini vode koja protječe kroz turbinu. Pogotovo se velike oscilacije netopada pojavljuju kad se mijenja razina gornje vode, što je posljedica postojanja akumulacijskog bazena, koji se – već prema potrebama – puni i prazni. Stoga se razina gornje vode mijenja u vrlo širokim granicama. U takvom slučaju pogodno je imati topografski dijagram turbine u kojem je na apscisi netopad.

U topografskom dijagramu jedinične turbine svakoj brzini vrtnje n_{11} odgovara neki pad H_x, što, dakako vrijedi za određenu brzinu vrtnje n_0 i određeni promjer



Sl. 16.40. Ovisnost stupnja djelovanja o protoku (a) i o snazi (b) prema topografskim dijagramima na sl. 16.38. i 16.39. a za $D_0 = 2{,}17$ m, $H_0 = 196{,}8$ m i $n_0 = 375\ \text{min}^{-1}$

D_0 izvedene turbine. Brzina vrtnje jedinične turbine $n_{11,x}$ što odgovara padu H_x, određena je relacijom (16.141), koja se može napisati u obliku

$$n_{11,x} = n_0 \frac{D_0}{\sqrt{H_x}} \tag{16.147}$$

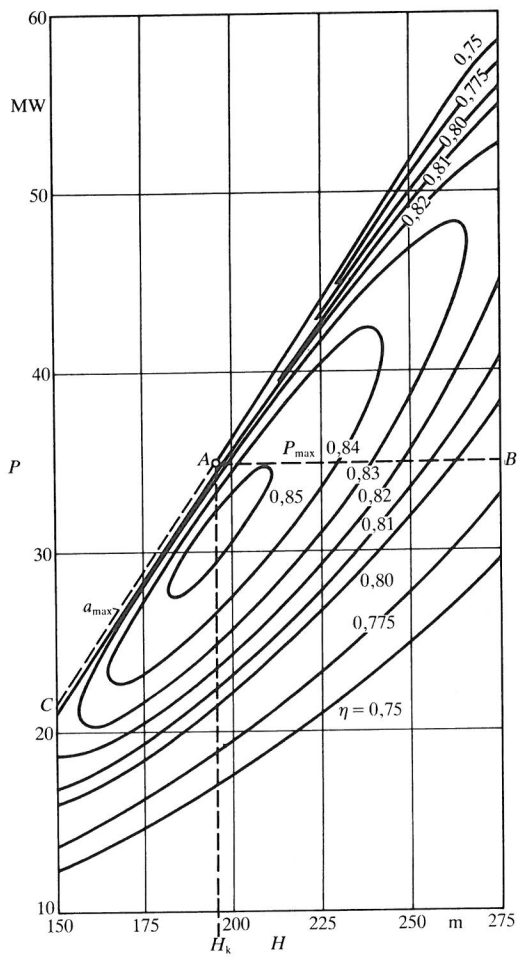
Ako se tad za različite padove H_x odrede vrijednosti $n_{11,x}$, bit će moguće za svaki pad izračunati vrijednost $Q_{11,x}$ i $P_{11,x}$ koje odgovaraju pojedinim stupnjevima djelovanja η, iz topografskih dijagrama jedinične turbine (npr. iz dijagrama na sl. 16.38. i 16.39). Pomoću tih vrijednosti dobivaju se snage P_x i protoci Q_x izvedene turbine iz relacija (16.142) i (16.143), pa je

$$P_x = P_{11,x} D_0^2 \sqrt{H_x^3} \tag{16.148}$$

$$Q_x = Q_{11,x} D_0^2 \sqrt{H_x} \tag{16.149}$$

Na sl. 16.41. topografski je dijagram u koordinatnom sustavu P, H za izvedenu turbinu za koju vrijedi topografski dijagram na sl. 16.39, a koja radi s brzinom vrtnje $n_0 = 375\ \text{min}^{-1}$ i ima promjer $D_0 = 2{,}17$ m. Na dijagramu je prikazano područje između $n_{11} = 49\ \text{min}^{-1}$ i $n_{11} = 66{,}5\ \text{min}^{-1}$, što odgovara području padova između 150 i 275 m. Na sl. 16.42. topografski je dijagram u koordinatnom sustavu Q, H za izvedenu turbinu već spomenutih karakteristika.

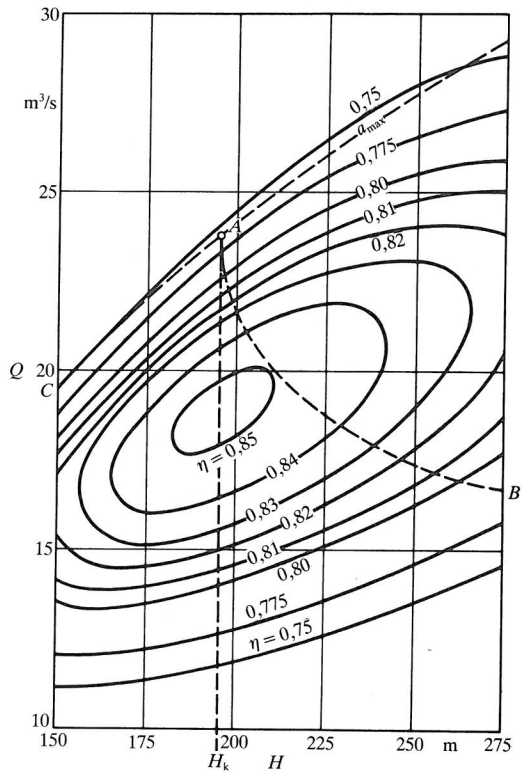
Kao što je već rečeno, vodna se turbina normalno primjenjuje za pogon električnog generatora. Generator je građen za neku određenu snagu, zato je potrebno ograničiti snagu koju turbina predaje generatoru, što se postiže ograničavajući protok Q kroz turbinu. S druge strane, protok kroz turbinu ograničen je maksimalnim otvorom statora (a_{max} na sl. 16.42). Osim toga, turbina se gradi za



Sl. 16.41. Topografski dijagram $P = f(H)$ koji odgovara topografskom dijagramu jedinične turbine $P_{11} = f(n_{11})$ na sl. 16.39. za $n_0 = 375\ \text{min}^{-1}$ i $D_0 = 2{,}17$ m

neki određeni pad, koji se naziva konstrukcijskim padom (H_k), a odabire se tako da se postigne što bolji stupanj djelovanja iskorištenja vode. Poželjno je da turbina što dulje iskorištava vodu na padu što bližemu konstrukcijskom padu. Zbog toga se, kad god je to moguće, odabire takva turbina koja postiže uz konstrukcijski pad i maksimalni stupanj djelovanja. Konstrukcijskim padom i odgovarajućim protokom uz a_{max} određena je i maksimalna snaga turbine, a prema njoj se dimenzionira električni generator. Maksimalnoj snazi turbine odgovara točka A na sl. 16.41. i 16.42, pa je ordinatom točke A na sl. 16.41. određena gornja granica opterećenja turbine s obzirom na mogućnost opterećenja generatora. Kad se uračuna i stupanj djelovanja, koji odgovara snazi P_{max} (sl. 16.41), dade se odrediti protok Q_{max} koji se može iskoristiti u turbini, a da se ne preoptereti generator, iz relacije

$$Q_{max} = \frac{P_{max}}{g H \eta} \tag{16.150}$$



Sl. 16.42. Topografski dijagram $Q = f(H)$ koji odgovara topografskom dijagramu jedinične turbine $Q_{11} = f(n_{11})$ na sl. 16.38. za $n_0 = 375\ \text{min}^{-1}$ i $D_0 = 2{,}17$ m

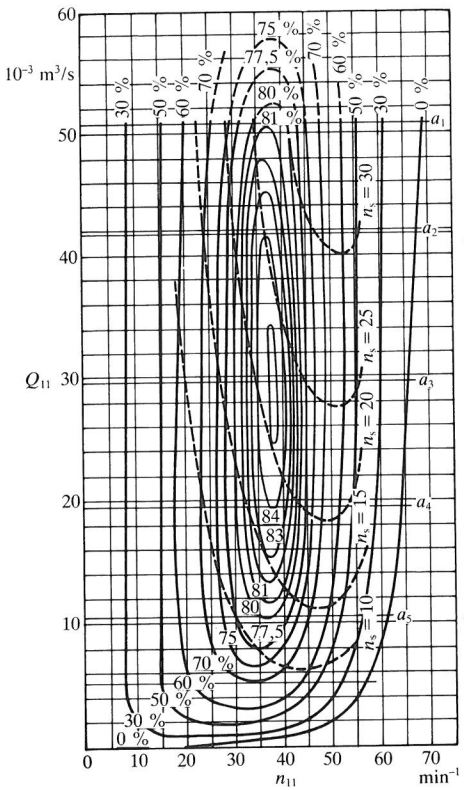
Taj maksimalni protok za područje padova većih od konstrukcijskog pada prikazan je na sl. 16.42. krivuljom AB, koja odgovara horizontali AB na sl. 16.41.

Za područje padova manjih od konstrukcijskoga ograničenje snage turbine (CA na sl. 16.41), odnosno ograničenje mogućnosti iskorištenja vode (CA na sl. 16.42), određeno je maksimalnim otvorom rotora a_{max}.

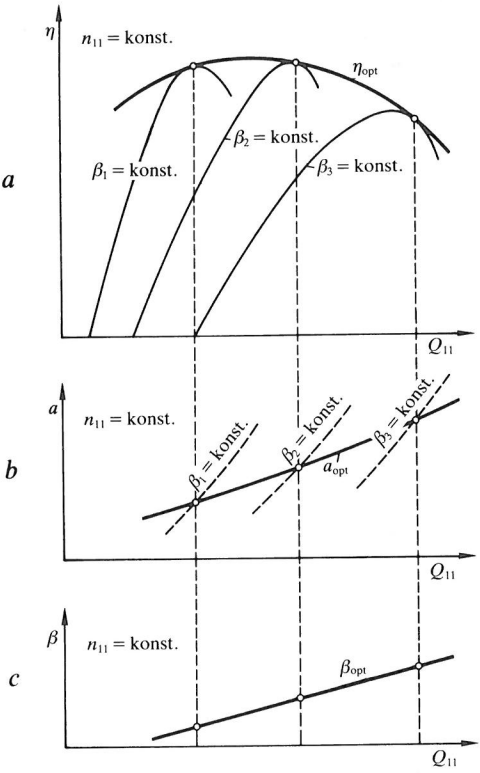
Na sl. 16.43. primjer je topografskog dijagrama za jediničnu Peltonovu turbinu.

U Kaplanovoj turbini dadu se zakretati rotorske lopatice za vrijeme pogona. Budući da njihov položaj utječe na oblik topografskog dijagrama, mogao bi se za svaki položaj lopatica nacrtati poseban topografski dijagram, što bi dovelo do velikog broja dijagrama i do nepreglednosti. Zato se pogonska svojstva Kaplanove turbine prikazuju u jednome topografskom dijagramu u koji su unijeti podaci za optimalni otvor statora, za optimalni zakret statorskih lopatica i, naravno, za maksimalno mogući stupanj djelovanja.

Ako se, naime, snime podaci za niz položaja rotorskih lopatica, koji su karakterizirani kutom β, bit će moguće nacrtati niz topografskih dijagrama, u koordinatnom sustavu Q, n, svaki određeni kut β. Iz takvih topografskih dijagrama dade se nacrtati niz krivulja $\eta = f(Q_{11})$ za različite kutove β, ali za određenu brzinu vrtnje $n_{11} = \text{konst.}$ (sl. 16.44a). Kad se nacrta anvelopa tih krivulja, dobiva se krivulja $\eta_{opt} = f(Q_{11})$ jer se za vrijeme pogona mijenja kut β. S druge strane,



Sl. 16.43. Primjer topografskog dijagrama u koordinatnom sustavu Q_{11},n_{11} jedinične Peltonove turbine

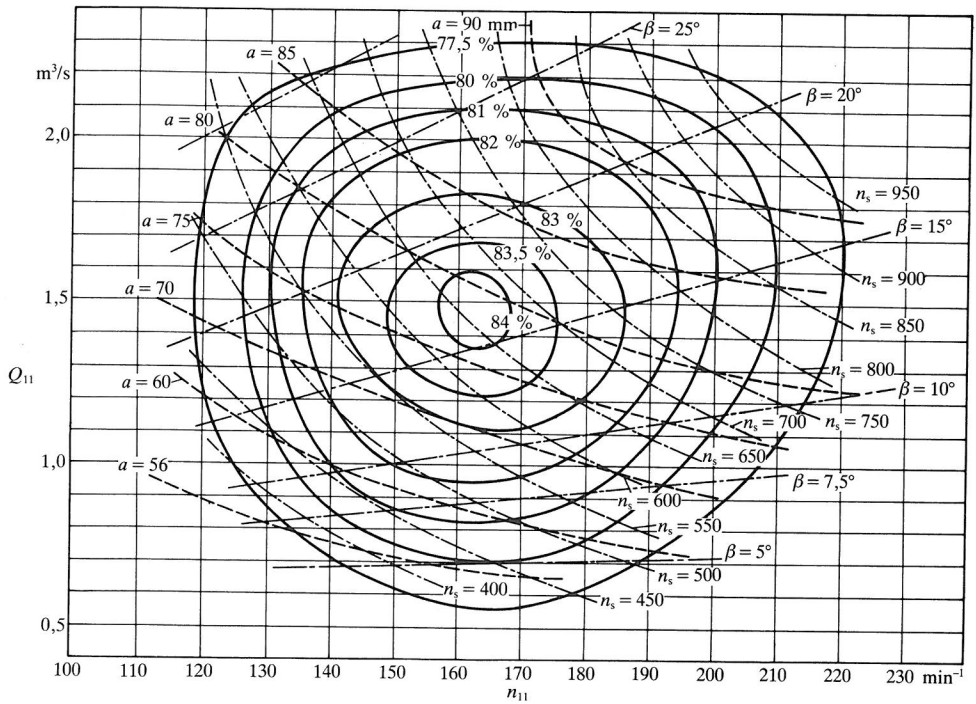


Sl. 16.44. Određivanje optimalnog stupnja djelovanja η_{opt}, optimalnog otvora statora a_{opt} i optimalnog zakretanja rotorskih lopatica β_{11} ovisno o protoku Q_{11}, a za n_{11} = konst.

svakom položaju lopatica rotora (kut β) odgovara stanoviti otvor statora a, koji se može utvrditi iz topografskog dijagrama u koordinatnom sustavu Q, n za β = konst. Unese li se u dijagram na sl. 16.44b ovisnost otvora a protoku Q_{11} za β = konst. (crtkane krivulje na sl. 16.44b), dat će se odrediti točke optimalnog otvora statora za svaki β koji odgovara optimalnom stupnju djelovanja iz dijagrama na sl. 16.44a. Spojivši točke optimalnog otvora statora dobiva se krivulja a_{opt} ovisno o Q_{11} (sl. 16.44b). Osim toga pomoću podataka iz dijagrama na sl. 16.44a dolazi se do ovisnosti optimalnog položaja lopatica β_{opt} o protoku Q_{11} (sl. 16.44c).

Kad se tako postupi za niz brzina vrtnje jedinične turbine n_{11}, dobivaju se podaci za n_{11}, Q_{11}, a_{opt}, β_{opt} i η_{opt}, prema kojima se može nacrtati topografski dijagram Kaplanove turbine u koji su unijeti samo tako ustanovljeni optimalni podaci. Primjer je takvoga topografskog dijagrama na sl. 16.45.

Svakoj brzini vrtnje jedinične turbine, odnosno svakom padu izvedene turbine prema (16.147), odgovara druga ovisnost otvora statora a i kuta rotorskih lopatica β. Ta se ovisnost izračuna iz topografskog dijagrama. Da se postignu optimalni



Sl. 16.45. Primjer topografskog dijagrama Kaplanove turbine

uvjeti pogona turbine, potrebno je izvesti takvu regulaciju Kaplanove turbine da se u svim prilikama osigura maksimalno mogući stupanj djelovanja, odnosno da se osigura međusobna veza između a_{opt} i β_{opt}.

5.3. Brzina vrtnje pobjega

Nastane li kvar na regulacijskim uređajima turbine, otvor njezina statora ostat će konstantan. Ako se tad turbina restereti, npr. isklapanjem sklopke generatora, ona će se ubrzavati jer će hidraulički moment vrtnje biti veći od protumomenta opterećenja. Promjena brzine vrtnje jedinične turbine događat će se po krivulji a = konst. (sl. 16.37a), a najveća brzina vrtnje bit će postignuta za $P_{11} = 0$, i to kad bude otvor statora najveći (a_{max}). Tad će, naime, brzina vrtnje jedinične turbine iznositi $n_{11\,max}$.

Ako turbina radi na padu H_0, odgovarajuća brzina vrtnje određena je relacijom (16.141). Prema istoj relaciji može se ustanoviti maksimalna brzina vrtnje izvedene turbine

$$n_{max,0} = n_{11\,max} \frac{\sqrt{H_0}}{D_0} \tag{16.151}$$

Uvrste li se vrijednosti omjera $\sqrt{H_0}/D_0$ iz (16.141), izlazi

$$n_{\max,x} = n_{\max,0} \frac{n_{11,0}}{n_{11,x}} \tag{16.153}$$

Pritom je $n_{11,0}$ brzina vrtnje jedinične turbine koja odgovara padu H_0, n_0 je brzina vrtnje izvedene turbine u normalnom pogonu, a $n_{11,\max}$ je maksimalna brzina vrtnje jedinične turbine uz najveći otvor statora $a_{\max}$. Dakle, maksimalna brzina vrtnje koju bi postigla izvedena turbina (naziva se brzinom vrtnje pobjega ili slobodnom brzinom vrtnje) proporcionalna je normalnoj brzini vrtnje turbine n_0 i omjeru $n_{11,\max}$ i $n_{11,0}$.

Kad, međutim, turbina radi na nekom drugom padu H_x, odgovarajuća brzina vrtnje jedinične turbine $n_{11,x}$ izražena je relacijom (16.147), pa se brzina vrtnje pobjega dobiva iz (16.152), u koju se umjesto $n_{11,0}$ uvrsti $n_{11,x}$. Pomoću takve nove relacije i izraza (16.152) bit će

$$n_{\max,0} = n_0 \frac{n_{11\max}}{n_{11,0}} \tag{16.152}$$

Ako se tad za $n_{11,0}$ uvrsti vrijednost iz (16.141), a za $n_{11,x}$ iz (16.147), dobit će se

$$n_{\max,x} = n_{\max,0} \sqrt{\frac{H_x}{H_0}} \tag{16.154}$$

Prema tome, najveća brzina vrtnje pobjega bit će postignuta kad se turbina rastereti (isklapanje sklopke generatora) uz maksimalni otvor statora (uz istodobno zakazivanje regulatora turbine) i uz maksimalni pad.

Brzina vrtnje pobjega ovisi o tipu turbine i o specifičnoj brzini vrtnje te iznosi približno:

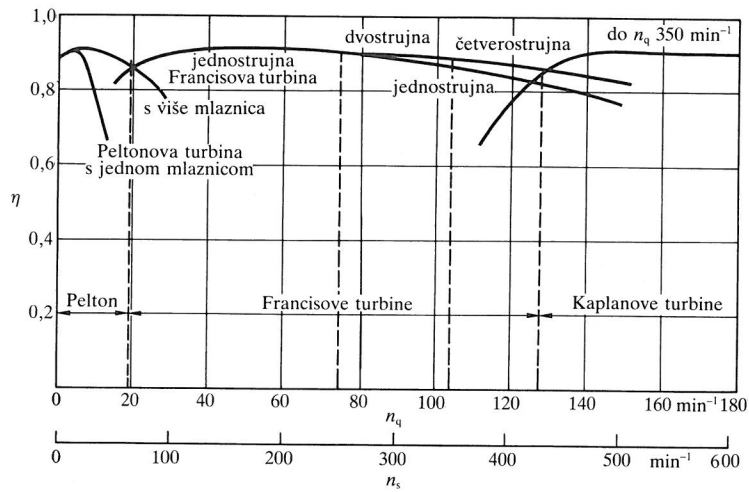
Peltonova turbina 1,7 n_0
Francisova turbina 1,7 do 2,2 n_0
Kaplanova turbina 2 do 2,8 n_0

uz napomenu da se s porastom specifične brzine vrtnje povećava brzina vrtnje pobjega. Osim toga, valja istaknuti da brzina vrtnje pobjega može biti i veća, prema (16.154), ako je to hidroelektrana u kojoj pad znatno oscilira, a u njoj je maksimalni pad znatno veći od konstrukcijskoga.

6. Usporedba tipova turbina i izbor brzine vrtnje

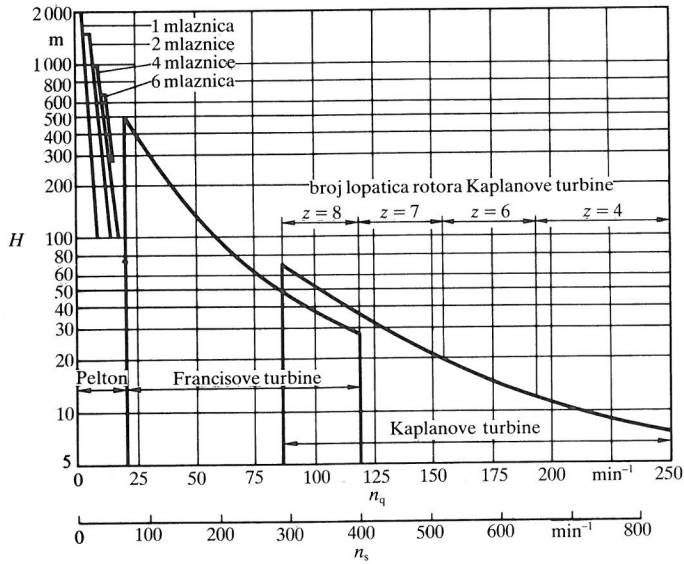
6.1. Upotreba tipova turbina

Svaki od tipova vodnih turbina pogodan je za stanovito područje specifične brzine vrtnje jer o tom broju ovisi i optimalni stupanj djelovanja (sl. 16.46). Osim toga, specifična brzina vrtnje utječe na pojavu kavitacije, pa upotrebljivost pojedinih tipova turbina ovisi o padu. Na sl. 16.47. navedeni su maksimalni padovi ovisno o upotrijebljenom tipu turbine i o specifičnoj brzini vrtnje.

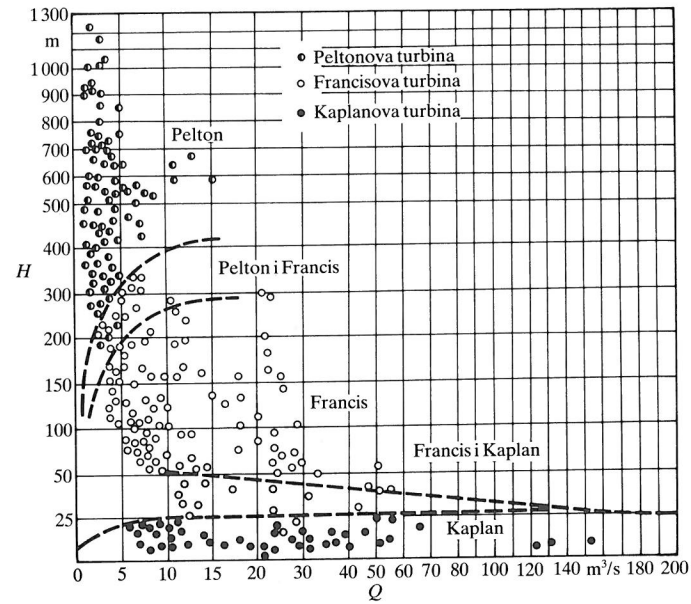


Sl. 16.46. Optimalni stupanj djelovanja vodnih turbina ovisno o tipu turbine i o specifičnoj brzini vrtnje

Današnje područje upotrebe tipova vodnih turbina prikazano je na sl. 16.48, i to ovisno o maksimalnom protoku kroz turbinu i o padu. Na dijagramu je označeno zajedničko područje Kaplanovih i Francisovih turbina, te zajedničko



Sl. 16.47. Maksimalni padovi ovisno o tipu turbine i o specifičnoj brzini vrtnje

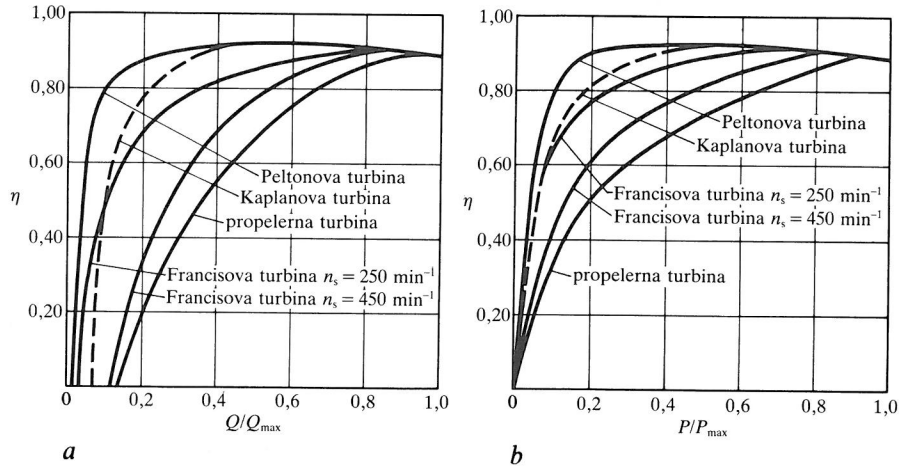


Sl. 16.48. Područja upotrebe tipova vodnih turbina

područje Francisovih i Peltonovih turbina. Dalji razvoj izgradnje vodnih turbina ide sve više u smjeru prodora Kaplanovih turbina u područje Francisovih, a Francisovih turbina u područje Peltonovih.

Upotreba propelernih turbina poklapa se s područjem upotrebe Kaplanovih turbina. Propelerne turbine, međutim, rijetko se upotrebljavaju jer na njihov stupanj djelovanja, kako će se vidjeti, znatno utječe opterećenje, pa im je on slab u područjima malih opterećenja.

Na sl. 16.49a predočena je ovisnost stupnja djelovanja o količini vode, a na sl. 16.49b ovisnost o opterećenju turbine. Stupanj djelovanja to brže opada sa smanjenjem opterećenja turbine što je veća specifična brzina vrtnje. Izuzetak je Kaplanova turbina jer se položaj pokretnih lopatica dade prilagoditi uvjetima strujanja.



Sl. 16.49. Ovisnost stupnja djelovanja turbine o protoku (Q/Q_{max} i o snazi (P/P_{max})

Na sl. 16.49a predočena je i potrebna količina vode (uz $\eta = 0$) za prazni hod turbine. Ta količina vode raste sa specifičnom brzinom vrtnje, pa se za propelerne i Francisove turbine s velikom specifičnom brzinom vrtnje može dostići i količina od 25 % one za maksimalno opterećenje turbine.

6.2. Brzina vrtnje izvedenih turbina

Poželjno je da brzina vrtnje izvedene turbine, a prema tome i generatora (on je neposredno spojen s turbinom), bude što veća jer se tako smanjuju dimenzije turbine i generatora uz nepromijenjenu snagu.

Prema (16.73), odnosno (16.77) brzina vrtnje n_0 izvedene turbine proporcionalna je specifičnoj brzini vrtnje prema relacijama

$$n_0 = n_q \frac{\sqrt[4]{H_n^3}}{\sqrt{Q}} \tag{16.155}$$

$$n_0 = n_s \frac{H_n \sqrt[4]{H_n}}{\sqrt{P}} \tag{16.156}$$

Dakle za zadani maksimalni protok Q, odnosno za zadanu snagu P, i zadani pad H_n, brzina vrtnje izvedene turbine n_0 ovisi samo o odabranoj specifičnoj brzini vrtnje n_q, odnosno n_s. Prema tome, povoljno je odabrati turbinu sa što većom specifičnom brzinom vrtnje. Maksimalna dopuštena specifična brzina vrtnje, međutim, ovisi o padu, pa se njezin iznos ne smije prekoračiti jer se valja osigurati od pojave kavitacije. Zna li se pad H_n, moguće je, dakle, iz npr. dijagrama na sl. 16.47, naći maksimalnu dopuštenu specifičnu brzinu vrtnje ($n_{q\,max}$, odnosno $n_{s\,max}$), pomoću koje se dobiva brzina vrtnje izvedene turbine prema (16.155), odnosno (16.156).

Budući da se turbina normalno upotrebljava za pogon sinhronih generatora, mora joj brzina vrtnje biti upravo jednaka jednoj od sinhronih brzina vrtnje. Sinhrona brzina vrtnje nađe se iz relacije

$$n_{sh} = \frac{60f}{p} \tag{16.157}$$

Tu je f frekvencija mreže (u Evropi 50 Hz), a p broj pari polova sinhronog generatora. Ako se brzina vrtnje turbine n_0, određena prema (16.155) ili (16.156), razlikuje od sinhrone brzine vrtnje n_{sh} iz (16.157), što se uglavnom događa, odabire se iduća niža sinhrona brzina vrtnje, kako bi se ostalo u granicama maksimalne specifične brzine vrtnje.

Tu se međutim, nameće još jedno praktično ograničenje. Tvornice vodnih turbina imaju ispitan i razvijen ograničeni broj modelnih turbina s različitom specifičnom brzinom vrtnje, te će one nuditi takve tipove koji odgovaraju postojećim modelima.

Osim toga, na brzinu vrtnje vodne turbine može se utjecati smanjujući maksimalni protok (16.155), odnosno snagu turbine (16.156). Ako npr. treba izgraditi hidroelektranu koja će iskorištavati protok Q, na brzinu vrtnje turbina utjecat će broj turbina koje će biti postavljene u hidroelektrani. Označi li se sa n_1 brzina vrtnje turbine kad je u hidroelektrani samo jedna za ukupni protok Q, a sa n_m brzina vrtnje kad se postavi m jednakih turbina, od kojih svaka radi sa Q/m protoka, iz (16.155) dobit će se

$$n_m = n_1 \sqrt{m} \tag{16.158}$$

Do te relacije dolazi se kad se jednom u izraz (16.155) uvrsti protok Q, a drugi put protok Q/m.

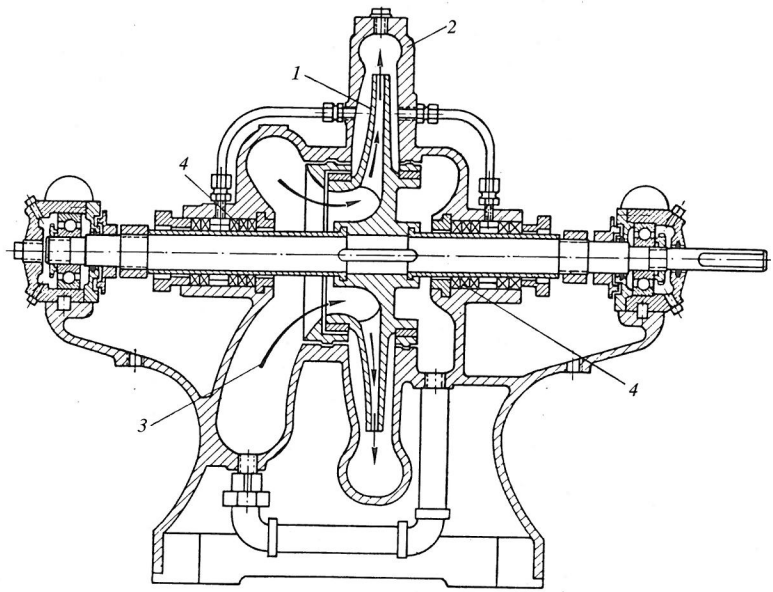
SEDAMNAESTO POGLAVLJE

Centrifugalne pumpe

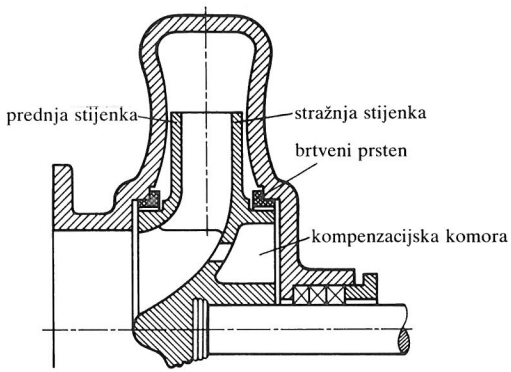
1. Osnovni pojmovi

Razmatraju se samo centrifugalne pumpe, koje se u današnje vrijeme gotovo jedino upotrebljavaju za podizanje kapljevina, u prvom redu vode, na višu razinu ili radi povećanja tlaka. Drugi tipovi pumpa ili više nisu u upotrebi (stapne pumpe) ili su pogodni za male količine kapljevina i male tlakove.

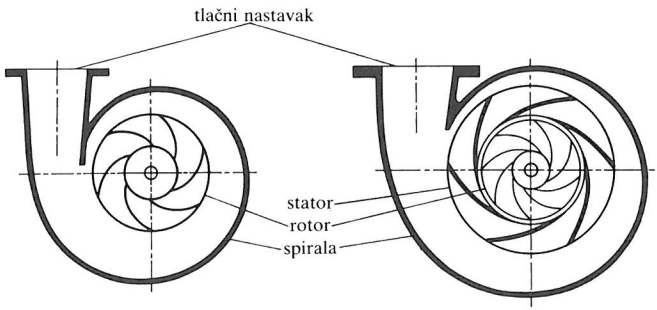
Centrifugalna pumpa sastoji se od dva osnovna dijela: rotora s lopaticama i kućišta (statora) kojim se kapljevina dovodi rotoru i uz povišeni tlak iz njega odvodi (sl. 17.1). Rotor je pričvršćen na osovinu, tjeranu najčešće električnim motorom, a ponekad parnom turbinom, vodnom turbinom ili motorom s unutrašnjim izgaranjem. Kućište ima usisni i tlačni nastavak, nosi ležajeve i brtvenice, te opkoljava rotor. Brtveni prsten (sl. 17.2) ograničuje na najmanju moguću mjeru



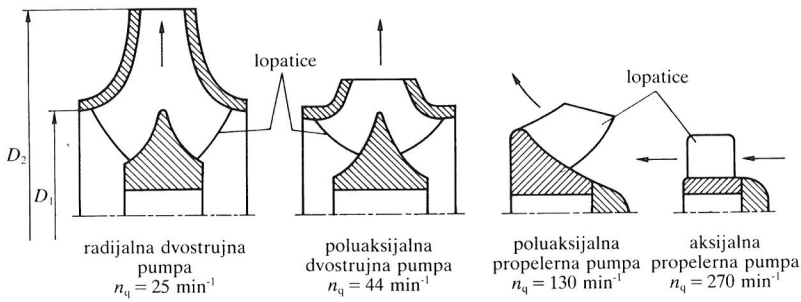
Sl. 17.1. Primjer izvedbe jednostepene pumpe; 1 – rotor, 2 – spiralno kućište, 3 – upojna strana, 4 – brtvenica



Sl. 17.2. Jednostrujna pumpa s brtvenim prstenom i kompenzacijskom komorom



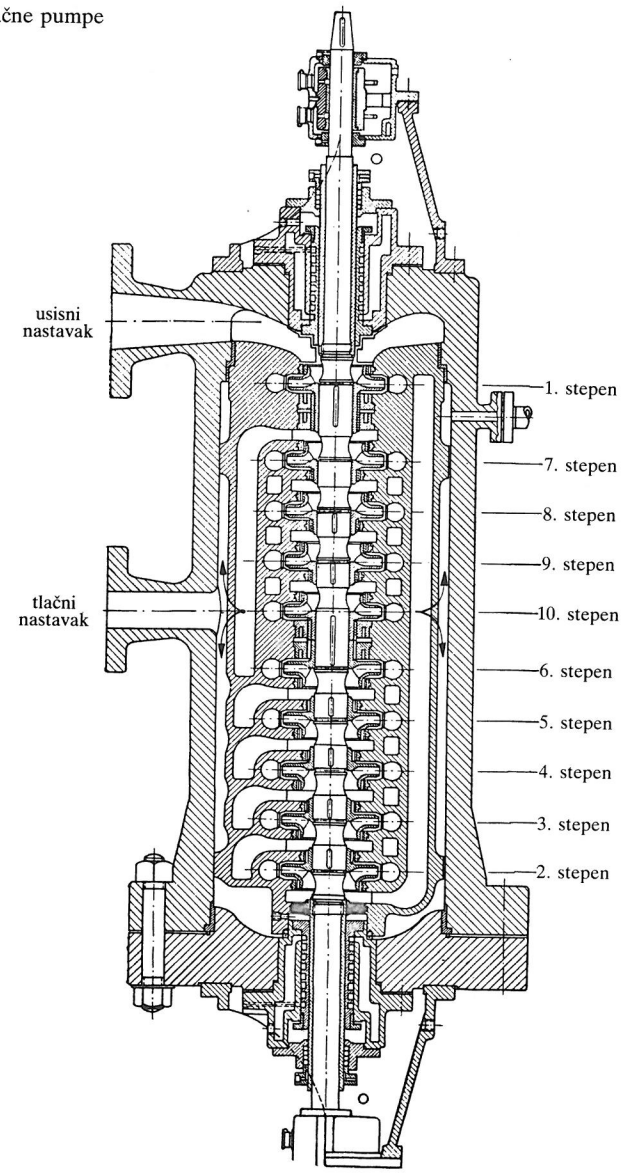
Sl. 17.3. Spiralno kućište pumpe i statorske lopatice



Sl. 17.4. Oblik pumpa različite specifične brzine vrtnje

strujanje kapljevine iz tlačnoga u usisni dio. Usisnim nastavkom dovodi se kapljevina u rotor. Tu lopatice s čeonim stijenkama (prednja i stražnja stijenka, sl. 17.2) formiraju kanale, u kojima se kapljevina ubrzava, pa joj je na izlazu apsolutna brzina veća nego na ulazu. Kinetička se energija kapljevine djelomično transformira u energiju tlaka u tlačnom dijelu kućišta. Ta se pretvorba odvija ili u spiralnom dijelu kućišta i u tlačnom nastavku (sl. 17.3a) ili među statorskim lopaticama (sl. 17.3b). Ako nema statorskih lopatica, najveći dio kinetičke

Sl. 17.5. Primjer izvedbe visokotlačne pumpe



energije transformira se u koničnom nastavku, a inače se sva transformacija obavlja među njima. Danas se najviše horizontalnih jednostepenih pumpa izvodi bez statorskih lopatica. Višestepene se u Evropi grade gotovo uvijek sa statorskim kolom, a u SAD podjednako su zastupljena oba tipa.

Oblik i duljina lopatica (sl. 17.4) ovise o specifičnoj brzini vrtnje, koja je definirana kao i za turbine (3.3. šesnaestog poglavlja). Tipovi pumpa karakterizirani su smjerom strujanja kapljevine u rotoru. Oni odgovaraju Francisovim i

propelernim turbinama. Tabl. 17.1. sadrži karakteristike četiriju tipova pumpa za protok od 0,150 m^3/s. Rotori se izvode i kao dvostrujni, kojima kapljevina dotječe s obje strane (sl. 17.4a i b).

Tabl. 17.1. Primjer karakteristika za tipove pumpa različitih specifičnih brzina vrtnje

		Radijalna dvostrujna pumpa	Poluaksijalna dvostrujna pumpa	Poluaksijalna propelerna pumpa	Aksijalna propelerna pumpa
Specifična brzina vrtnje, n_q	min^{-1}	25	44	130	270
Protok, Q	m^3/s	0,150	0,150	0,150	0,150
Visina pumpanja, H	m	21	15	10	6
Brzina vrtnje, n	min^{-1}	870	1 160	1 750	2 600
Vanjski promjer, D_2	m	0,480	0,305	0,255	0,180
Omjer unutrašnjeg i vanjskog promjera, D_1/D_2		0,50	0,70	0,90	1,00

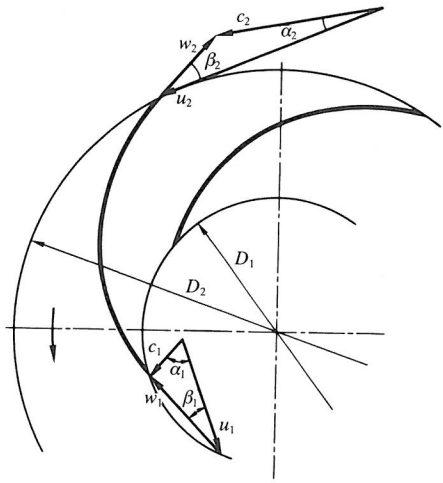
Kad je riječ o velikim visinama pumpanja i kad se potrebni tlak ne može dovoljno ekonomično ostvariti jednim rotorom, grade se višestepene pumpe, s više rotora spojenih u seriju (sl. 17.5).

Svakoj centrifugalnoj pumpi može osovina biti vodoravna ili okomita, već prema pogonskom stroju ili prema pogonskim uvjetima.

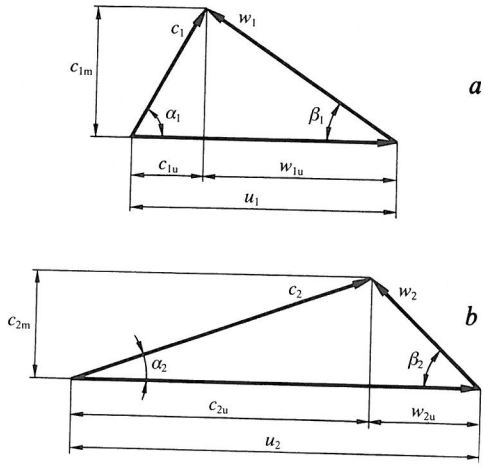
2. Energetski odnosi u pumpi

2.1. Teorijska visina pumpanja

Energetski se odnosi u pumpi dadu promatrati na jednak način kao i oni u vodnim turbinama (2.1. šesnaestog poglavlja). Polazeći od brzina na ulazu i na izlazu iz kanala među lopaticama rotora (sl. 17.6), određuju se ulazni i izlazni trokuti brzina (sl. 17.7).



Sl. 17.6. Brzine vode u rotoru pumpe



Sl. 17.7. Trokuti brzina na ulazu u rotor pumpe (a) i na izlazu iz njezina rotora (b)

Na način opisan u 2.1. šesnaestog poglavlja dobiva se izraz za snagu koju rotor predaje vodi pa ona iznosi

$$P = \frac{c_2^2 - c_1^2}{2} + \frac{u_2^2 - u_1^2}{2} - \frac{w_2^2 - w_1^2}{2} \qquad (17.1)$$

Ta relacija odgovara izrazu (16.14), koji vrijedi za turbine kad voda predaje snagu rotoru. Pomoću kosinusova poučka – relacije (16.15) i (16.16) – iz (17.1) dobiva se

$$P = u_2 c_2 \cos \alpha_2 - u_1 c_1 \cos \alpha_1 = u_2 c_{2u} - u_1 c_{1u} \tag{17.2}$$

što odgovara jednadžbi (16.17) za vodne turbine. Obje relacije vrijede za pumpu kroz koju protječe 1 kg/s kapljevine. Uzevši da je $P = g H_p$, a to odgovara izrazu (16.25), gdje je H_p teorijska visina pumpanja, izlazi

$$H_p = \frac{u_2 c_{2u} - u_1 c_{1u}}{g} = \frac{c_2^2 - c_1^2}{2g} + \frac{u_2^2 - u_1^2}{2g} - \frac{w_2^2 - w_1^2}{2g} \tag{17.3}$$

Pritom valja napomenuti da su c_1 i c_2 stvarne brzine čestica, a α_1 i α_2 kutovi kojima je određen njihov smjer, pa je H_p i stvarna teorijska visina pumpanja. Međutim nisu poznate ni stvarne brzine i njihovi stvarni smjerovi, pa se teorijski proračuni često provode uz pretpostavku da kutovi strujanja točno odgovaraju kutovima lopatica. Zbog toga se dobiva veća teorijska visina pumpanja, koja se naziva i Eulerova visina pumpanja (H_e). Ona ima veću vrijednost od H_p. Ta razlika, međutim, ne znači gubitak energije, već samo manju teorijsku visinu pumpanja jer H_p odgovara stvarnim odnosima u pumpi. Eulerova visina pumpanja mogla bi se ostvariti samo ako bi pumpa imala neizmjerno mnogo lopatica, pa bi strujanje slijedilo njihov oblik. Zbog konačnog broja lopatica povećava se kut α_2 na izlazu iz rotora, pa se zato smanjuje komponenta brzine c_{2u} (sl. 17.7b), a to je glavni razlog za razliku između H_e i H_p.

U daljem razmatranju računat će se sa stvarnim brzinama i stvarnim smjerovima tih brzina uz napomenu da se dijagrami na sl. 17.7. odnose na te brzine i smjerove.

Prema sl. 17.7. dobiva se

$$c_{2u} = u_2 - w_{2u} = u_2 - c_{2m} \operatorname{cotg} \alpha_2 \tag{17.4}$$

$$c_{1u} = u_1 - w_{1u} = u_1 - c_{1m} \operatorname{cotg} \alpha_1 \tag{17.5}$$

Ako se vrijednost za c_{1u} i c_{2u} uvrste u izraz (17.3), te ako se uzme da je protok kroz pumpu

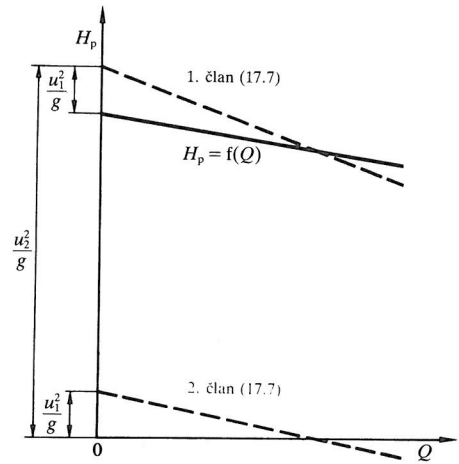
$$Q = A_1 c_{1m} = A_2 c_{2m} \tag{17.6}$$

teorijska visina pumpanja H_p može se prikazati izrazom

$$H_p = \left(\frac{u_2^2}{g} - \frac{Q u_2}{g A_2} \operatorname{cotg} \alpha_2 \right) - \left(\frac{u_1^2}{g} - \frac{Q u_1}{g A_1} \operatorname{cotg} \alpha_1 \right) \tag{17.7}$$

U relaciji su A_1 i A_2 površine presjeka kanala među lopaticama rotora okomite na komponente c_{1m} i c_{2m}. Kad se promatra izvedena pumpa koja rotira konstantnom brzinom vrtnje, teorijska visina pumpanja ovisi samo o protoku Q jer brzine u_1 i u_2, površine presjeka A_1 i A_2 te kutovi α_1 i α_2 imaju konstantne vrijednosti. Ulazni

je kut α_1 od 15 do 50°, a izlazni kut od 15 do 35° (najčešće 20 do 25°). Ovisnost H_p o Q vidi se na sl. 17.8. Za vrijednosti kutova α_1 i α_2, koji se normalno u praksi pojavljuju, teorijska visina pumpanja opada s protokom.



Sl. 17.8. Teorijska visina pumpanja H_p ovisno o protoku Q

U pumpi bez gubitaka korisna je snaga jednaka upotrijebljenoj, a ona se dobiva prema relaciji (16.26), pa je

$$P_p = \varrho g Q H_p \quad \text{u kg m}^2\,\text{s}^{-3} \tag{17.8}$$

Ako se pumpa voda, može se s vrlo velikom točnošću postaviti da je $\varrho = 1\,000$ kg/m^3 (sl. 15.1), odakle izlazi

$$P_p = g Q H_p \quad \text{u kW} \tag{17.9}$$

Pomnoži li se protok Q teorijskom visinom pumpanja H_p, dobiva se vrijednost proporcionalna potrebnoj snazi za pumpanje P_p. Ona je, naravno, jednaka nuli za $Q = 0$ i raste s povećanjem protoka. Da li se postiže za neki protok maksimum, ovisi o nagibu pravca $H_p = f(Q)$.

2.2. Pogonska karakteristika pumpe

U rotoru pumpe kapljevini se predaje mehanička energija pogonskog stroja, kojoj odgovara snaga P_p, a za određeni protok teorijska visina pumpanja H_p. Ostali dijelovi sudjeluju samo u transformaciji kinetičke energije u potencijalnu energiju kapljevine. Te pretvorbe uzrokuju gubitke – hidrauličke, volumetrijske i mehaničke.

U hidrauličke se gubitke ubrajaju svi oni koji djeluju na visinu dizanja, a nastaju između usisnog i tlačnog nastavka. Sastoje se od gubitaka zbog trenja uzduž stijenki od usisnog do tlačnog nastavka, zbog pojave vrtloga i odvajanja strujnica od lopatica.

Gubici nastali trenjem proporcionalni su kvadratu protoka, pa se mogu prikazati, kao smanjenje visine pumpanja h_{h1}, relacijom

$$h_{h1} = k_{h1} Q^2 \tag{17.10}$$

u kojoj je k_{h1} konstanta.

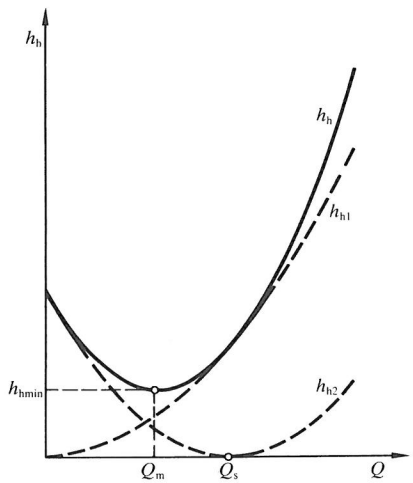
Gubici zbog vrtloga i odvajanja strujnica nastaju kad se protok kroz pumpu razlikuje od protoka Q_s pri kojem nema tih pojava. Smanjena visina pumpanja zbog tih gubitaka bit će

$$h_{h2} = k_{h2}(Q - Q_s)^2 \tag{17.11}$$

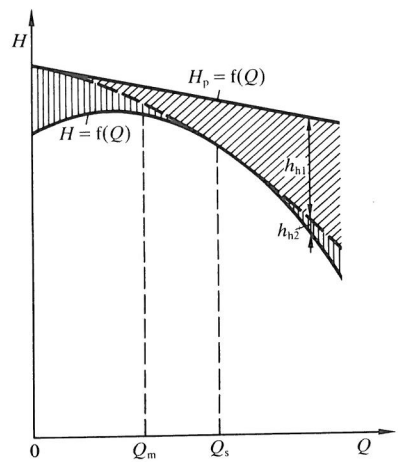
Ukupno smanjenje visine pumpanja zbog hidrauličkih gubitaka bilo bi

$$h_h = k_{h1} Q^2 + k_{h2}(Q - Q_s)^2 \tag{17.12}$$

Ono za određenu pumpu ovisi samo o protoku Q. Prvi je član u (17.12) parabola s tjemenom u ishodištu, a drugi također parabola, ali s tjemenom pomaknutim za Q_s u smjeru pozitivnih vrijednosti protoka (sl. 17.9). Minimalni pad visine pumpanja $h_{h\,min}$ pojavljuje se za protok Q_m, koji ovisi o vrijednostima konstanta k_{h1} i k_{h2} te o protoku Q_s. Uvijek je međutim $Q_m < Q_s$, što se može utvrditi nakon što se relacija (17.12) derivira po Q.



Sl. 17.9. Smanjenje visine pumpanja zbog hidrauličkih gubitaka



Sl. 17.10. Pogonska karakteristika pumpe $H = f(Q)$

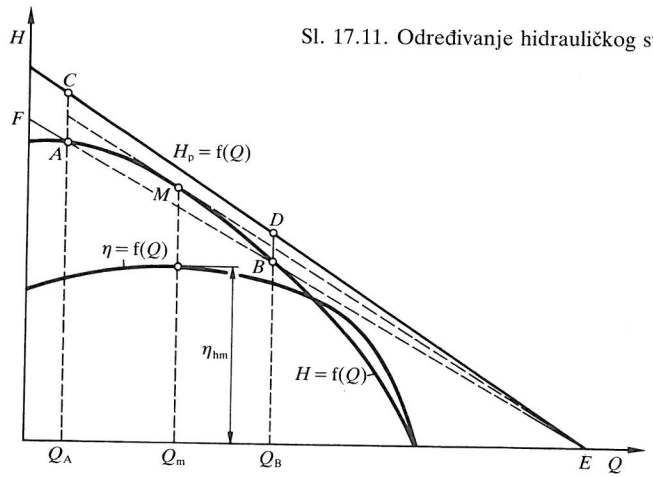
Ako se od teorijske visine pumpanja odbije smanjenje h_h, dobiva se pogonska karakteristika pumpe (sl. 17.10). Ona prikazuje visinu pumpanja H preračunatu na tlačni nastavak pumpe, tj. onu visinu koja bi se postigla kad ne bi bilo gubitaka ni u usisnom ni u tlačnom cjevovodu, kojima se dovodi i odvodi kapljevina. Visina pumpanja H proporcionalna je snazi P što je pumpa predaje kapljevini, pa je

$$P = g\,Q\,H \quad \text{u kW} \tag{17.13}$$

Hidraulički stupanj djelovanja η_h jednak je omjeru P u izrazu (17.13) i P_p iz (17.9). Uvrste li se desne strane izraza, izlazi hidraulički stupanj djelovanja

$$\eta_h = \frac{H}{H_p} \tag{17.14}$$

Pomoću pogonske karakteristike pumpe i pravca $H_p = f(Q)$ određuje se hidraulički stupanj djelovanja. Ako se produlji pravac $H_p = f(Q)$, on siječe apscisnu os u točki E (sl. 17.11). Pravac EF siječe pogonsku karakteristiku u točkama A i B, pa se uz protok koji odgovara tim točkama postižu jednaki hidraulički stupnjevi djelovanja jer su omjeri dužina $Q_A A : Q_A C$ i $Q_B B : Q_B D$ međusobno jednaki, a baš takvi omjeri odgovaraju hidrauličkom stupnju djelovanja (17.14). Tangentom na pogonsku karakteristiku koja prolazi točkom E određen je protok Q_m (točka M) uz koji se postiže maksimalni hidraulički stupanj djelovanja η_{hm}.



Sl. 17.11. Određivanje hidrauličkog stupnja djelovanja

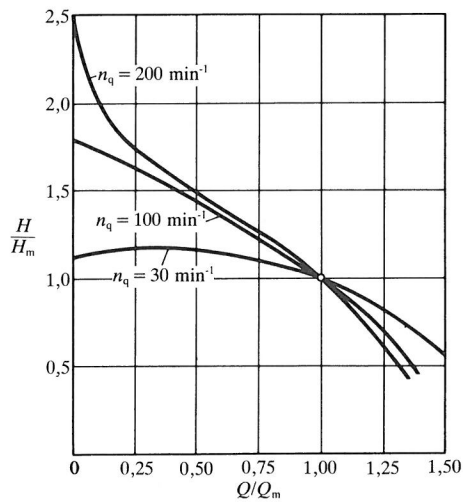
Budući da je visina pumpanja H jednaka razlici između H_p iz (17.7) i smanjenja visine pumpanja h_h (17.12), može se visina pumpanja prikazati relacijom

$$H = k_1 n^2 + k_2 n\,Q - k_3 Q^2 \tag{17.15}$$

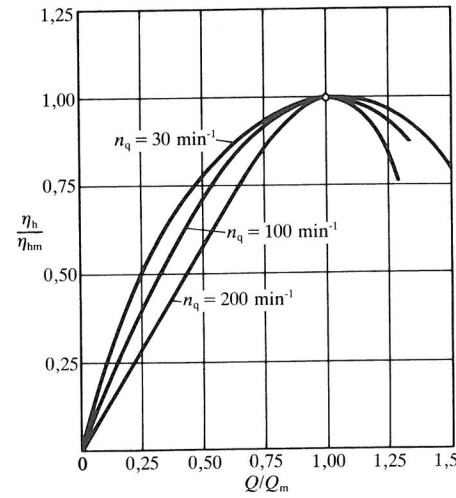
u kojoj su k_1, k_2 i k_3 konstante ovisne o dimenzijama pumpe, a n je njezina brzina vrtnje. Član sa n^2 pojavljuje se u (17.15) jer su u izrazu za H_p obje brzine na kvadrat, a one su proporcionalne brzine vrtnje. Analogno tome vrijedi za član sa n, u kojem je i Q, jer se on pojavljuje u (17.7). Član sa Q^2 nalazi se u izrazu za h_h (17.12).

Dosad promatrani oblik pogonskih karakteristika vrijedi za radijalne i poluaksijalne dvostrujne pumpe (a i b na sl. 7.4), ali uz napomenu da je pogonska karakteristika to strmija što je veća specifična brzina vrtnje, te da se maksimalna vrijednost H postiže za sve manju vrijednost protoka Q, pa i kad je ona negativna.

Za propelerne pumpe (c i d na sl. 7.4) pogonska je karakteristika vrlo strma (sl. 7.12). Oblik pogonske karakteristike utječe na oblik karakteristike hidrauličkog stupnja djelovanja (sl. 7.13).

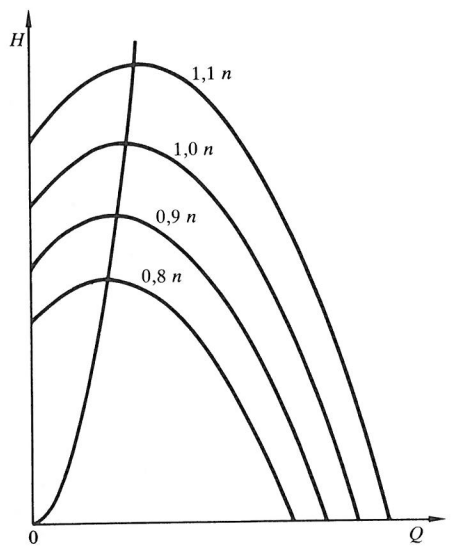


Sl. 17.12. Pogonske karakteristike pumpa s različitim specifičnim brzinama vrtnje



Sl. 17.13. Karakteristike hidrauličkog stupnja djelovanja pumpa s različitim specifičnim brzinama vrtnje

S promjenom brzine vrtnje mijenja se pogonska karakteristika pumpe (sl. 7.14) u skladu s relacijom (7.15). Maksimalne su vrijednosti visine pumpanja na paraboli kojoj je tjeme u ishodištu koordinatnog sustava, a os se poklapa s ordinatnom osi.



Sl. 17.14. Pogonske karakteristike pumpe za različite brzine vrtnje

Pogonska karakteristika izražena relacijom (17.15) dobro se slaže s karakteristikama izvedenih pumpa.

Utjecaj brzine vrtnje dade se također razmotriti iz uvjeta sličnosti (3.2. šesnaestog poglavlja). Za geometrijski slične pumpe postoji omjer λ (16.50) među linearnim dimenzijama, a kinematička sličnost k, definirana relacijama (16.54) i (16.61), vrijedi uz jednake hidrauličke stupnjeve djelovanja. Ako se pođe od omjera iz (16.67) i za k se uvrsti vrijednost iz (16.54), bit će

$$\frac{Q''}{Q'} = \lambda^2 k = \lambda^3 \frac{n''}{n'} \tag{17.16}$$

Da se dobije ovisnost visine pumpanja o brzini vrtnje, dovoljno je izjednačiti (16.54) i (16.61), pa je

$$\frac{H''}{H'} = \lambda^2 \left(\frac{n''}{n'}\right)^2 \tag{17.17}$$

Snaga koju pumpa predaje vodi proporcionalna je produktu protoka i visine pumpanja, pa je omjer snaga analogan izrazu (16.69), iz kojeg izlazi da je

$$\frac{P''}{P'} = \lambda^5 \left(\frac{n''}{n'}\right)^3 \tag{17.18}$$

Prema tome, kad se promatra ista pumpa, za koju vrijedi $\lambda = 1$, dobiva se da je protok proporcionalan brzini vrtnje, visina pumpanja kvadratu, a snaga trećoj potenciji brzine vrtnje.

2.3. Gubici u pumpi

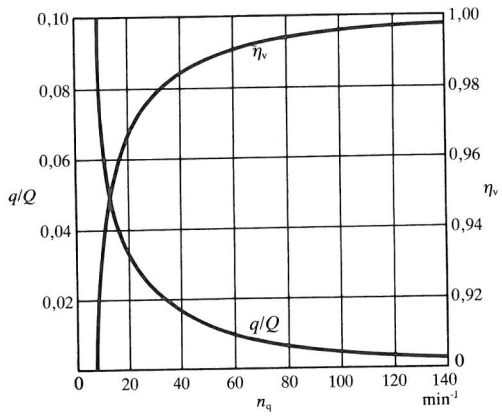
Osim hidrauličkih u pumpama nastaju i volumetrijski gubici, gubici zbog povratnog strujanja i mehanički gubici.

Volumetrijskim gubicima uzrok je gubitak kapljevine, već podignute na neki viši tlak, kroz raspore između rotora i statora. Masa kapljevine koja je prostrujila kroz kanale rotora veća je, dakle, od one u tlačnom nastavku. Ako se sa q označi gubitak kapljevine kroz raspore, volumetrijski je stupanj djelovanja

$$\eta_v = \frac{Q}{Q+q} \tag{17.19}$$

Volumetrijski gubici za dvostrujne pumpe ovise o specifičnoj brzini vrtnje (sl. 17.15).

Gubici zbog povratnog strujanja pojavljuju se kad dio kapljevine nakon što je napustio rotorski kanal ponovno dolazi među lopatice rotora, gdje se nanovo ubrzava. To je posljedica povećanog tlaka u prostoru oko izlaznoga rotorskog ruba. Povratnog strujanja nema ako pumpa radi s protokom koji je blizu optimalnome.



Sl. 17.15. Omjer q/Q i volumetrijski stupanj djelovanja η_p ovisno o specifičnoj brzini vrtnje

Mehanički gubici sastoje se od onih što nastaju zbog trenja u ležajima i brtvenicama te od gubitaka zbog trenja kapljevine s vanjskim stijenkama rotorskog kola. Oni ne smanjuju visinu pumpanja, a pokrivaju se snagom pogonskog stroja. Mehanički stupanj djelovanja definiran je izrazom

$$\eta_m = \frac{P_0 - \Delta P_m}{P_0} \tag{17.20}$$

Tu je P_0 snaga koju pogonski stroj predaje osovini pumpe, a ΔP_m su mehanički gubici.

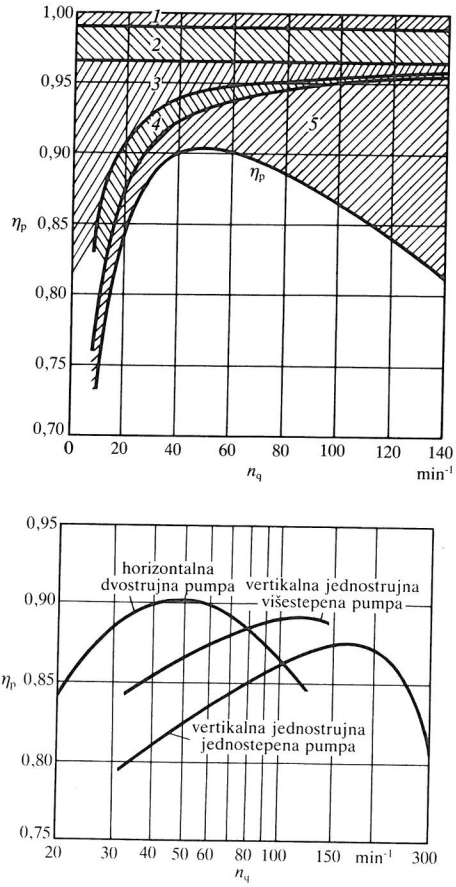
2.4. Stupanj djelovanja pumpe

Stupanj djelovanja pumpe η_p jednak je produktu hidrauličkog, volumetrijskog i mehaničkog stupnja djelovanja, pa je

$$\eta_p = \eta_h \, \eta_v \, \eta_m \tag{17.21}$$

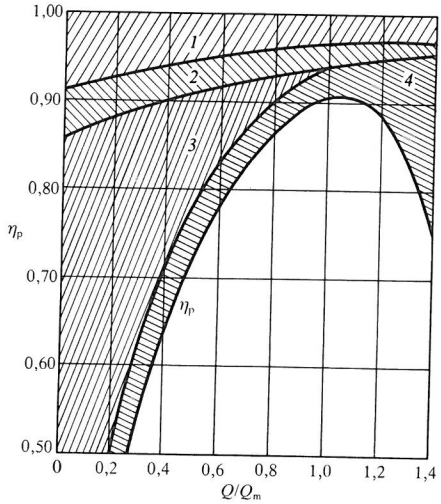
U relaciju nisu uključeni gubici zbog povratnog strujanja jer se promatraju prilike za optimalni protok.

Stupanj djelovanja pumpe ovisi o njezinu tipu i o specifičnoj brzini vrtnje. Na sl. 17.16. prikazan je stupanj djelovanja horizontalne dvostrujne pumpe ovisno o specifičnoj brzini vrtnje. U tom dijagramu odvojeni su mehanički gubici u ležajima i brtvenicama (1) od mehaničkih gubitaka zbog trenja kapljevine s vanjskim rotorskim stijenkama (3). Također su hidraulički gubici podijeljeni na: hidrauličke gubitke u rotoru (2) i one u kućištima na usisnoj i tlačnoj strani (5). Prema sl. 17.16. najbolji stupanj djelovanja postiže se u području specifičnog broja okretaja od 40 do 60 min^{-1}. U području $n_q < 40$ smanjen stupanj djelovanja posljedica je povećanih gubitaka zbog trenja s vanjskim rotorskim stijenkama (3) i porasta volumetrijskih gubitaka (4), a u području $n_q > 40$ uzrok mu je povećanje hidrauličkih gubitaka u kućištu.



Sl. 17.17. Stupanj djelovanja različitih izvedaba pumpa ovisno o specifičnoj brzini vrtnje

◀ Sl. 17.16. Stupanj djelovanja horizontalne dvostrujne pumpe; 1 – gubici u ležajima i brtvenicama, 2 – hidraulički gubici u rotoru, 3 – gubici zbog trenja kapljevine s vanjskim stijenkama rotora, 4 – volumetrijski gubici, 5 – hidraulički gubici u kućištu



Sl. 17.18. Stupanj djelovanja horizontalne dvostrujne pumpe (n_q = 37 min^{-1}) ovisno o protoku; 1 – mehanički gubici, 2 – volumetrijski gubici, 3 – gubici zbog povratnog djelovanja, 4 – hidraulički gubici

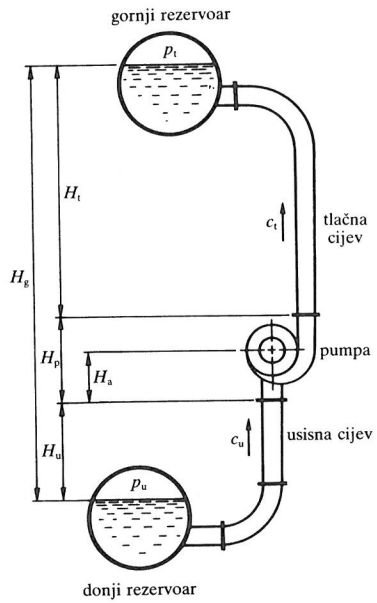
Kad je specifična brzina vrtnje velika, povoljnije su vertikalne pumpe poluaksijalne i aksijalne izvedbe (sl. 17.4) jer se postiže veći stupanj djelovanja (sl. 17.17).

Primjer ovisnosti stupnja djelovanja o protoku s naznakom pojedinih gubitaka sadrži sl. 17.18. Pojavljuju se gubici zbog povratnog strujanja (3), ali samo kad je protok manji od optimalnoga ($Q/Q_m < 1$).

3. Pumpno postrojenje

3.1. Pogonske karakteristike pumpnog postrojenja

Pumpno postrojenje sastoji se od usisne cijevi, kojom se kapljevina dovodi iz donjeg rezervoara, pumpe i tlačne cijevi, kroz koju se kapljevina tlači u gornji rezervoar (sl. 17.19).



Sl. 17.19. Shema pumpnog postrojenja

Razlika između razine kapljevine u gornjem i donjem rezervoaru naziva se geodetska visina pumpanja (H_g na sl. 17.19), a to je stvarna visina pumpanja koja se postiže djelovanjem pumpe. Da se dostigne ta visina dizanja, potrebno je svladati razliku tlakova koji djeluju na površine gornjeg i donjeg rezervoara,

otpore strujanja u usisnoj i tlačnoj cijevi, te osigurati energiju za strujanje kapljevine. Postavi li se Bernoullieva jednadžba (2.1. petnaestog poglavlja) za stanja na ulazu u usisnu cijev i na izlazu iz tlačne cijevi, dobiva se

$$\frac{p_u}{\varrho} + gH + \frac{c_u^2}{2} = \frac{p_t}{\varrho} + gH_g + \frac{c_t^2}{2} + w_R \tag{17.22}$$

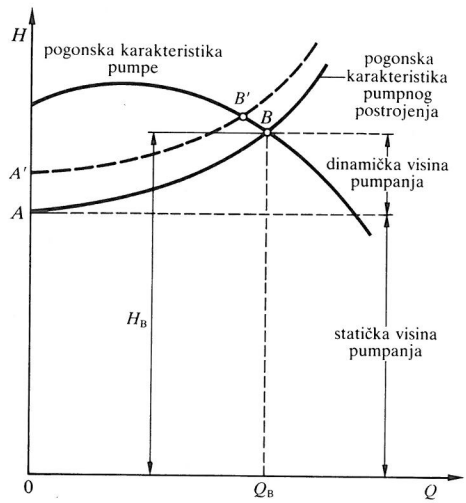
U izrazu je gH energija koju masi od 1 kg/s kapljevine predaje pumpa, a w_R su gubici energije zbog trenja u usisnoj i tlačnoj cijevi, ne računajući gubitke u pumpi. Iz (17.22) može se ustanoviti potrebna visina pumpanja

$$H = \frac{p_t - p_u}{g\varrho} + H_g + \frac{c_t^2 - c_u^2}{2g} + \frac{w_R}{g} \tag{17.23}$$

Kad su rezervoari otvoreni, tlakovi p_t i p_u jednaki su atmosferskome koji vlada na mjestima gdje su oni postavljeni. Ako je visina pumpanja mala, prvi se član može zanemariti, a za veće visine pumpanja on ima negativnu vrijednost. Brzine u usisnoj i tlačnoj cijevi praktički su međusobno jednake jer se ni promjeri usisne i tlačne cijevi, normalno, ne razlikuju. Gubici u cijevima proporcionalni su kvadratu protoka (3.3. petnaestog poglavlja). Kad se izračunavaju ti gubici, ne smiju se ispustiti promjene smjera.

Visina pumpanja za neku pumpu ovisi, dakle, o protoku Q, a ona je zapravo visina pumpanja koju mora osigurati pumpa da bi se kapljevina podigla na visinu H_g iznad razine u donjem rezervoaru. Potrebna visina dizanja (17.23) naziva se i pogonskom karakteristikom pumpnog postrojenja, a ona je, kao i karakteristika pumpe (17.15), funkcija protoka.

Ako se u isti dijagram nacrtaju pogonske karakteristike pumpe i pumpnog postrojenja (sl. 17.20), sjecištem tih dviju karakteristika određena je pogonska točka postrojenja (B na sl. 17.20).



Sl. 17.20. Određivanje pogonske točke B pumpnog postrojenja

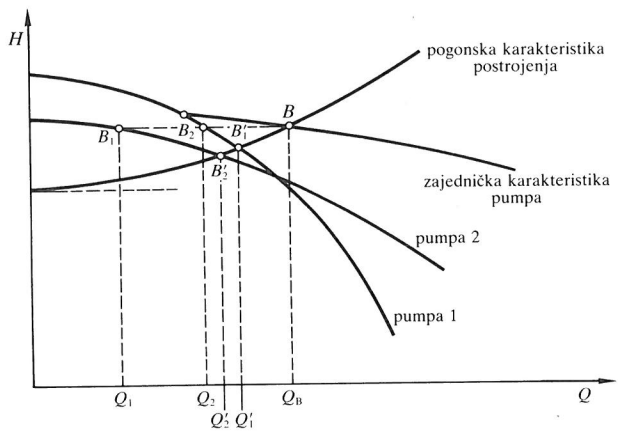
Uz konstantnu brzinu vrtnje protok se kroz pumpu mijenja uz pomoć promjene pogonske karakteristike pumpnog postrojenja, npr. pritvaranjem ventila ugrađenoga u tlačnu cijev. Tad će se pogonska karakteristika postrojenja brže povećavati s porastom protoka, pa će protok kroz pumpu postati manji. S druge strane, kad razina u gornjem rezervoaru raste s trajanjem pogona pumpe, povećavat će se statička visina pumpanja (sl. 17.20), stoga će se pogonska karakteristika postrojenja paralelno pomaknuti (A'B' na sl. 17.20) uz smanjeni protok.

3.2. Paralelan pogon pumpa

Ako više pumpa tjera kapljevinu kroz zajedničku tlačnu cijev, govori se da pumpe rade paralelno. Zajednička pogonska karakteristika pumpa u paralelnom pogonu dobiva se zbrojivši protoke pojedinih pumpa uz jednaku visinu pumpanja (sl. 17.21). Pogonska točka postrojenja određena je presjecištem B pogonske karakteristike postrojenja i zajedničke karakteristike pumpa, a protoci Q_1 i Q_2 kroz pumpu 1 i 2 odgovaraju točkama B_1 i B_2 na karakteristikama pumpa, ali za visinu pumpanja koja je jednaka onoj za točku B. Svakako vrijedi da je

$$Q_1 + Q_2 = Q_B \tag{17.24}$$

jer je uz taj uvjet i nacrtana zajednička karakteristika. Protok Q_B u paralelnom pogonu uvijek je manji od zbroja protoka Q_1' i Q_2' koji bi se ostvarili kad bi svaka pumpa radila zasebno. Osim toga, ako su pumpe odabrane tako da postižu maksimalni stupanj djelovanja uz Q_1' i Q_2' u paralelnom će pogonu pumpno postrojenje imati niži stupanj djelovanja.



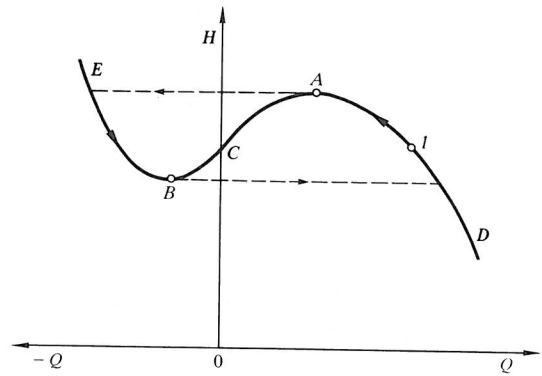
Sl. 17.21. Paralelni pogon pumpa

Razlika između protoka Q_B i protoka $Q_B' = Q_1' + Q_2'$ bit će to manja što je manji otpor tlačne cijevi, a to se postiže povećavajući promjer cijevi.

3.3. Nestabilan pogon pumpe

Kad je pogonska karakteristika pumpe maksimalna u području protoka većih od nule, što se događa pri manjoj specifičnoj brzini vrtnje, može se pojaviti nestabilan pogon pumpe.

Neka pumpa u jednom trenutku radi u pogonskoj točki 1 pogonske karakteristike (sl. 17.22). S dotokom kapljevine u gornji rezervoar neka raste razina kapljevine u njemu. To se pojavljuje zbog toga što se podignuta kapljevina ne troši ili što je potrošnja manja od dobave. Zbog porasta razine u gornjem bazenu pogonska se točka sve više primiče točki A i pogon će se moći održavati sve dok točka ne postigne maksimalnu vrijednost H_A, a uz postepeni pad protoka. Kad se dostigne maksimalna vrijednost H_A, trebalo bi da i dalje raste razina u gornjem rezervoaru, jer je dobava veća od potrošnje. To, međutim, nije moguće stoga što je već postignuta maksimalna visina pumpanja, te pumpa dolazi u neravnotežno stanje i pogonska točka naglo prelazi u područje negativnih protoka, tj. na produljeni dio karakteristike CBE na sl. 17.22. Kapljevina tada struji iz gornjeg rezervoara u donji, uz pražnjenje gornjega, pa pogonska točka putuje po krivulji EB jer razina u gornjem rezervoaru opada. To se, naravno, može nastaviti samo do točke B jer njoj odgovara minimalna vrijednost visine pumpanja H_B u području negativnih protoka. Dalji pad razine nije moguć, pa se kapljevini naglo mijenja smjer strujanja i pogonska točka prelazi na dio krivulje AD u pozitivnom području protoka. Tad se nanovo počinje puniti gornji rezervoar i cijeli se proces ponavlja.



Sl. 17.22. Pogonska karakteristika pumpe produljena i u područje negativnih protoka

Opisane promjene smjera strujanja izazivaju dodatna mehanička naprezanja, pa pojavu nestabilnosti treba spriječiti. To se postiže ili tako da se onemogući dostizanje visine pumpanja H_A ili uz izbor takve konstrukcije pumpe koja ima samo opadajući dio pogonske karakteristike.

4. Usisna visina pumpe

Usisna visina horizontalne pumpe visinska je razlika između središta njezine osovine i razine kapljevine u donjem rezervoaru, što odgovara zbroju H_u i H_a na sl. 17.19. Kad je osovina pumpe vertikalna, usisna je visina razlika između najviše ulazne točke rotorske lopatice prvog stepena pumpe i razine u donjem rezervoaru.

Usisna visina ne smije premašiti neku maksimalnu vrijednost jer bi se tad kapljevina počela isparivati i stoga bi nastala kavitacija (toč. 1. petnaestog poglavlja) sa svim popratnim negativnim pojavama. Za određivanje maksimalne usisne visine vrijedi relacija izvedena na osnovi razmatranja prilika u vodnim turbinama (toč. 4. petnaestog poglavlja), pa se može postaviti

$$H_{s\,max} = \frac{p_u}{g\varrho} - \frac{p_s}{g\varrho} - \sigma H \tag{17.25}$$

Valja spomenuti da je p_s tlak isparivanja kapljevine, ovisan o njezinoj temperaturi (toč. 1. petnaestog poglavlja), σ je koeficijent kavitacije (4.3. šesnaestog poglavlja), a H visina pumpanja postignuta jednim stepenom pumpe.

Za praktične proračune koeficijent kavitacije izračunava se iz relacije

$$\sigma = 0{,}0014 \sqrt[3]{n_q^4} \tag{17.26}$$

Maksimalna usisna visina prema izrazu (17.25) može imati i negativnu vrijednost ako je kapljevini temperatura visoka i ako su visina pumpanja i specifična brzina vrtnje pumpe velike. Tad se pumpno postrojenje mora izvesti tako da donji rezervoar bude iznad pumpe, pa kapljevina gravitaciono dotječe.

5. Pumpa-turbina

5.1. Općenito

Za pumpno-akumulacijska postrojenja danas se često upotrebljava pumpa-turbina, koja radi i kao pumpa i kao turbina. Pumpno-akumulacijsko postrojenje je hidroelektrana koja za proizvodnju električne energije iskorištava potencijalnu energiju vode (turbinski pogon) akumulirane u gornjemu akumulacijskom bazenu. U taj bazen voda ne dotječe prirodno, već se pumpa iz donjega u gornji bazen (pumpni pogon). Energija za pumpanje uzima se iz električne mreže. Dosad je najveći dio takvih postrojenja izveden s trojnim pumpno-akumulacijskim agregatima, sastavljenima od pumpe, turbine i generatora koji služi i kao motor za pogon pumpe. Težnja za tim da se smanje troškovi izgradnje dovela je do konstrukcije dvojnih pumpno-akumulacijskih agregata, koji se sastoje od hidrauličkog stroja (pumpa-turbina) i električnog stroja (motorgenerator).

Centrifugalna pumpa sa suprotnim smjerom strujanja može raditi kao vodna turbina, pa se isti stroj upotrebljava jednom za transformaciju električne energije u potencijalnu, a drugi put za transformaciju potencijalne energije vode u električnu energiju. Takav stroj nazvan je i reverzibilna pumpa-turbina. Pri idealnom strujanju (bez trenja i vrtloga) u takvom su stroju trokuti brzina – zanemarujući smjer strujanja – međusobno jednaki. U izvedenim strojevima te se prilike, dakako, ne mogu ostvariti, pa su svojstva reverzibilnih pumpa-turbina nešto nepovoljnija od onih u posebno izvedenih pumpa i turbina.

Prva pumpa-turbina izgrađena je prije četrdesetak godina: Baldeney, snage u turbinskom pogonu 1,2 MW (Njemačka, 1933) i Pedreira, snage 4,5 MW (Brazil, 1938). Ali nakon toga nastupa duga stagnacija u razvoju takvih strojeva, pa se sljedeća pumpno-akumulacijska postrojenja s reverzibilnim agregatima pojavljuju tek poslije dvadesetak godina: Flatiron, snage 9,0 MW (SAD, 1954) i Hiwasse, snage 80 MW (SAD, 1957). Tek tada počinje nagli razvoj reverzibilnih pumpa-turbina.

Za taj vremenski razmak između prvih ostvarenja i današnje sve veće upotrebe reverzibilnih pumpa-turbina ima više razloga.

Budući da pumpa-turbina mora u prvom redu udovoljavati zahtjevima električne mreže u turbinskom pogonu, valja za takav pogon osigurati mogućnost regulacije, što se postiže pomoću statorskih lopatica (sl. 16.10). Zbog toga je pumpa-turbina također pumpa s pomičnim statorskim lopaticama u tlačnom dijelu (sl. 17.3). Obične jednostepene pumpe uglavnom se izvode bez statorskih lopatica ili su one nepomične. U najstarijim reverzibilnim agregatima pokušalo se pomoću pokretnih statorskih lopatica regulirati protok u pumpnom pogonu. Iskustva su bila nepovoljna jer voda koja napušta rotor udara u lopatice i stvara na pokretnim statorskim lopaticama zakretni moment, koji ih može slomiti ili oštetiti polugu za njihovo upravljanje. Sve do pronalaska rješenja za sprečavanje takvih oštećenja nije se pumpa-turbina s pomičnim statorskim lopaticama mogla smatrati pogonski dovoljno sigurnim strojem.

Nedostatak reverzibilnih agregata bila je i činjenica da se za jednostepenu pumpu dobiva dva-tri puta veća negativna vrijednost usisne visine (17.25) nego za turbinu (16.121), što je posljedica različitih vrijednosti koeficijenta kavitacije, za pumpu određenoga relacijom (17.26), a za turbinu izrazom (16.122). To zahtijeva znatno veće ukopavanje – upotrijebi li se reverzibilni agregat umjesto trojnoga pumpno-akumulacijskog agregata (pumpa i turbina posebni su strojevi), koji se može bez teškoća izvesti s višestepenom pumpom, pa se tako znatno smanjuje negativna vrijednost usisne visine (4. ovog poglavlja). S povećanom snagom reverzibilnih agregata, što je postalo moguće uz povećanje elektroenergetskih sistema, taj je problem ublažen jer su velike pumpe manje osjetljive na kavitaciju. Osim toga, upotreba nerđajućih čelika smanjila je takva oštećenja.

Naprezanja zbog titranja i velika osjetljivost na kavitaciju pokazuju da je potrebno konstrukcijske probleme pumpa-turbina rješavati polazeći od pumpnog pogona. To vrijedi i s hidrauličkog gledišta. U pumpnom pogonu, zbog smanjene brzine strujanja i porasta tlaka, može nastati odvajanje vode od stijenki rotorskih kanala, a s time i smanjeni stupanj djelovanja, pogotovo kad su rotorski kanali kratki. Pumpama su, dakle, rotorske lopatice dugačke. U turbinama se, nasuprot tome, voda ubrzava, pa nema opasnosti od odvajanja. Francisove turbine imaju zbog toga kratke rotorske kanale, pa i odgovarajući manji promjer rotora. Te razlike utječu na konstrukciju pumpa-turbina.

Usporedbom energetskih odnosa u turbini i pumpi mogu se prikazati specifičnosti pumpa-turbina. Gubici u pumpi moraju se pokriti pogonskom snagom proizvedenom u pogonskom stroju (npr. električnom motoru), a nasuprot tome, gubici u turbini smanjuju snagu na osovini, koja se predaje električnom generatoru. Ako se od brutopada (H_b) hidroelektrane odbiju gubici u dovodu cjevovoda i odvodu (h_{RT}) te unutrašnji gubici u turbini (h_{iT}), dobiva se pad, nazvan teorijski iskoristivi pad u turbini H_{pT}, a koji iznosi

$$H_{pT} = H_b - h_{RT} - h_{iT} \tag{17.27}$$

U pumpi se, međutim, teorijska visina pumpanja H_{pP} postiže ako se geodetskoj visini pumpanja H_g dodaju gubici u usisnoj i tlačnoj cijevi h_{RP} i unutrašnji gubici u pumpi h_{ip}, pa je

$$H_{pP} = H_g + h_{RP} + h_{iP} \tag{17.28}$$

Uračunavši stupanj djelovanja turbinskog η_T i pumpnog η_P postrojenja, može se postaviti

$$H_{pT} = \eta_T H_b \tag{17.29}$$

$$H_{pP} = \frac{H_g}{\eta_P} \tag{17.30}$$

Kad je to postrojenje u kojem je pumpa-turbina, mora biti

$$H_b \approx H_g \tag{17.31}$$

jer se načinom pogona ne može znatnije izmijeniti razlika u razinama vode u gornjem i donjem bazenu.

U prvoj aproksimaciji postavit će se da su teorijski iskoristivi pad u turbini H_{pT} i teorijska visina pumpanja H_{pP} proporcionalni kvadratu obodne brzine na tlačnoj strani rotora, pa je

$$H_{pT} = k u_T^2 \tag{17.32}$$

$$H_{pP} = k u_P^2 \tag{17.33}$$

Ako se uvrste vrijednosti iz (17.29) i (17.30) te polazeći od izraza (17.31), a nakon dijeljenja relacija (17.32) i (17.33), dobiva se

$$\frac{u_P^2}{u_T^2} \approx \frac{1}{\eta_T \eta_P} \tag{17.34}$$

Obodna je brzina $u = \pi D n$, pa će, nakon uvrštavanja u (17.34), biti

$$\frac{D_P n_P}{D_T n_T} \approx \frac{1}{\sqrt{\eta_T \eta_P}} \tag{17.35}$$

Kad bi se željelo održati jednaku brzinu vrtnje u turbinskom i pumpnom pogonu ($n_T = n_P$), morala bi biti zadovoljena relacija

$$\frac{D_P}{D_T} \approx \frac{1}{\sqrt{\eta_T \eta_P}} \tag{17.36}$$

Budući da je $\eta_T \eta_P < 1$, trebalo bi da rotoru pumpe vanjski promjer bude veći od vanjskog promjera rotora turbine. To povećanje ovisi o specifičnoj brzini vrtnje i iznosi između 25 i 40 %.

Budući da pumpa-turbina ima isti promjer rotora za oba načina pogona jer je riječ o istom stroju, mora biti $D_T = D_P$, pa se iz (17.35) dobiva

$$\frac{n_P}{n_T} = \frac{1}{\sqrt{\eta_T \eta_P}} \tag{17.37}$$

To znači da se optimalni pogon postiže pri različitoj brzini vrtnje, a treba da bude $n_P = n_T$; dakle optimalni bi se stupanj djelovanja postigao i pri različitim visinama H_b i H_g. Optimalni pogonski uvjeti mogli bi se ostvariti kad bi visina H_b bila od 15 do 50 % veća od H_g, što također ovisi o specifičnoj brzini vrtnje. Da se ispuni uvjet (17.37), mogao bi se sinhroni stroj izvesti s namotom za dva različita broja polova, što bi mu znatno povećalo cijenu.

Zbog različitih visina i raznih stupnjeva djelovanja snaga se pumpe razlikuje od snage turbine. Snaga je pumpe

$$P_P = g\, Q_P\, H_g \frac{1}{\eta_P} \tag{17.38}$$

a snaga turbine

$$P_T = g\, Q_T\, H_b\, \eta_T \tag{17.39}$$

pa je omjer snaga

$$\frac{P_P}{P_T} = \frac{Q_P}{Q_T} \frac{H_g}{H_b} \frac{1}{\eta_T\, \eta_P} \tag{17.40}$$

Uz optimalni je pogon, dakle, $P_P > P_T$.

Sve to pokazuje da kad se konstruira pumpa-turbina valja tražiti kompromisno rješenje, pa je u postrojenju s reverzibilnim agregatom nešto niži stupanj djelovanja nego u onome s trojnim pumpno-akumulacijskim agregatom.

5.2. Jednostepena pumpa-turbina

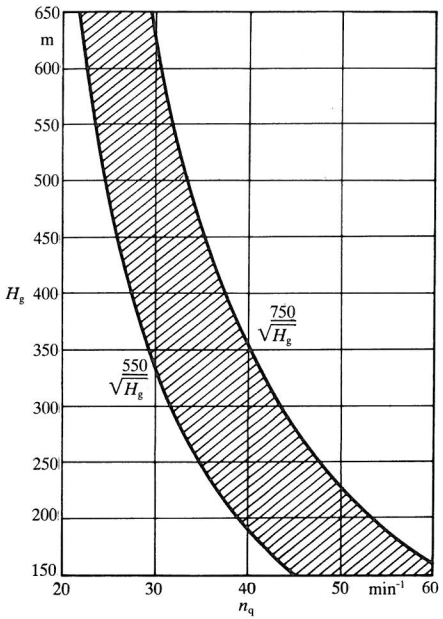
Danas je jednostepena pumpa-turbina jedini tip reverzibilnog agregata u praksi. Izvedeni su agregati za padove do oko 500 m, iako ih najveći broj radi uz padove od 200 do 400 m. Pritom se nastoji konstruirati reverzibilni agregat i za pad od 700 m. Tu se pojavljuju teškoće s obzirom na velika statička i dinamička opterećenja materijala.

Velike dimenzije i tlakovi, a osobito promjenljivo opterećenje i pojava oscilacija zahtijevaju veću debljinu lopatica i manje dimenzije rotorskih kanala, pa i uz pogoršana hidraulička svojstva. Tome su posljedica povećani hidraulički gubici u stroju, a zbog toga i smanjeni stupanj djelovanja.

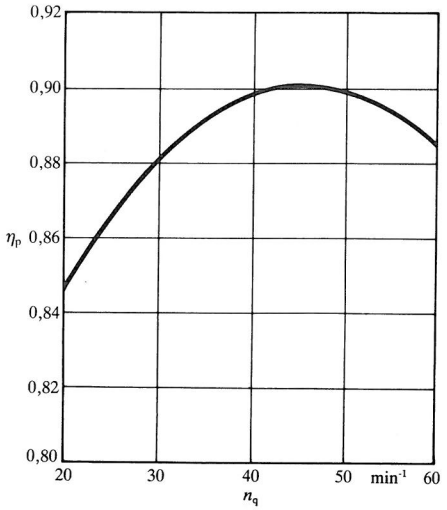
S povećanjem pada smanjuje se i specifična brzina vrtnje (toč. 6. šesnaestog poglavlja). Danas se izvode reverzibilni agregati sa specifičnom brzinom vrtnje određenom relacijom

$$n_q = \frac{550 \ldots 750}{\sqrt{H_g}} \tag{17.41}$$

Područje vrijednosti n_q ovisno o H_g predočeno je na sl. 17.23. Prema tome, s povećanjem pada smanjuje se specifična brzina vrtnje, ali takvi agregati imaju niži stupanj djelovanja (sl. 17.24). Uz specifičnu brzinu vrtnje potrebnu za pad od 600 m (22 do 30 min^{-1}) stupanj je djelovanja u pumpnom pogonu od 2 do 5 % manji



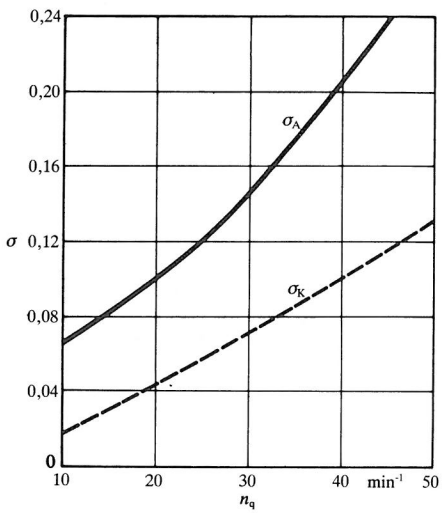
Sl. 17.23. Ovisnost specifične brzine vrtnje reverzibilnog agregata o geodetskoj visini pumpanja



Sl. 17.24. Ovisnost stupnja djelovanja reverzibilnog agregata u pumpnom pogonu o specifičnoj brzini vrtnje

nego za specifičnu brzinu vrtnje od 45 min^{-1}. Pri još većim padovima stupanj se djelovanja naglo smanjuje, pa nije vjerojatno da će se takvi sporohodni reverzibilni agregati graditi, pogotovo za velike snage. Stoga se opravdano daje prednost agregatima sa što većom specifičnom brzinom vrtnje, ali su tada neizbježne tehnološko-konstrukcijske teškoće zbog zahtjeva za povećanom čvrstoćom konstrukcije i pooštrenih mjera da se spriječi kavitacija.

S povećanjem specifične brzine vrtnje, naime, raste vrijednost koeficijenta kavitacije (sl. 17.25). Pritom treba razlikovati kritičnu vrijednost σ_K koeficijenta kavitacije, koja je minimalna i uz koju počinje opadati stupanj djelovanja, od praktičnog koeficijenta σ_A prema kojem se određuje dubina potapanja agregata. Potre-



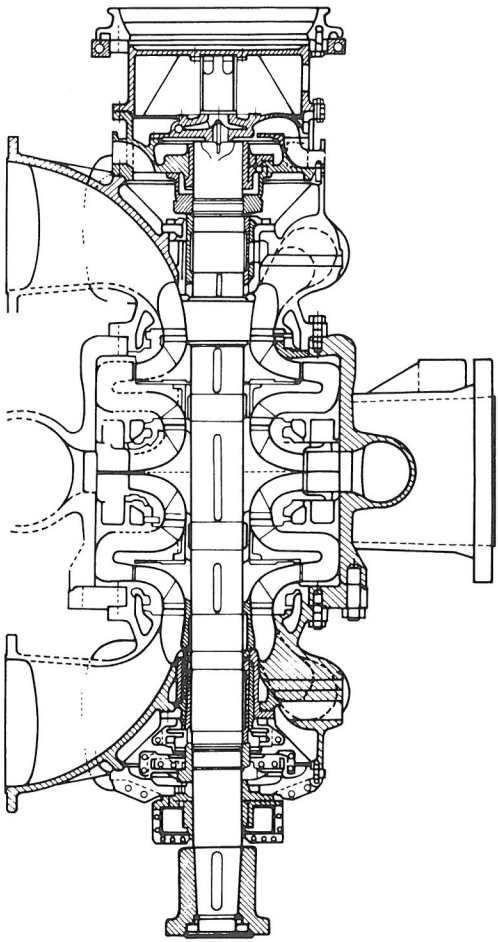
Sl. 17.25. Kritična vrijednost σ_K i praktična vrijednost σ_A kavitacijskog koeficijenta za reverzibilni agregat u pumpnom pogonu, ovisno o specifičnoj brzini vrtnje

ban je tu neki dovoljno velik stupanj sigurnosti izražen omjerom σ_A/σ_K. Time bi se spriječila kavitacija, koja izaziva koroziju. Koliki je stupanj sigurnosti potreban, nije jednoznačno određeno jer on ovisi o padu, upotrijebljenom materijalu i iskustvu, koje se većinom osniva na podacima o izvedenim postrojenjima.

Danas se izvode jednostepene pumpa-turbine do snage od 400 MW.

5.3. Višestepena pumpa-turbina

Za padove veće od 600 m dolazi u obzir višestepena pumpa-turbina izvedena u principu kao višestepena pumpa s nepomičnim privodnim lopaticama. Prva takva dvostepena pumpa-turbina postavljena je 1961. godine u hidroelektrani *Z'Mutt* u Švicarskoj, snage 17,6 MW (sl. 17.26). Nakon toga (1969) izgrađena je dvostepena pumpa-turbina u *HE Haselstein,* Austrija (snage 4,2 MW). Tek u posljednje vrijeme grade se višestepeni reverzibilni agregati većih snaga: *La Coche* (peterostepena pumpa-turbina, pad 930 m, snaga 90 MW) i *Chiotos-Piastra* (četverostepena pumpa-turbina, pad 1 069 m, snaga 150 MW).

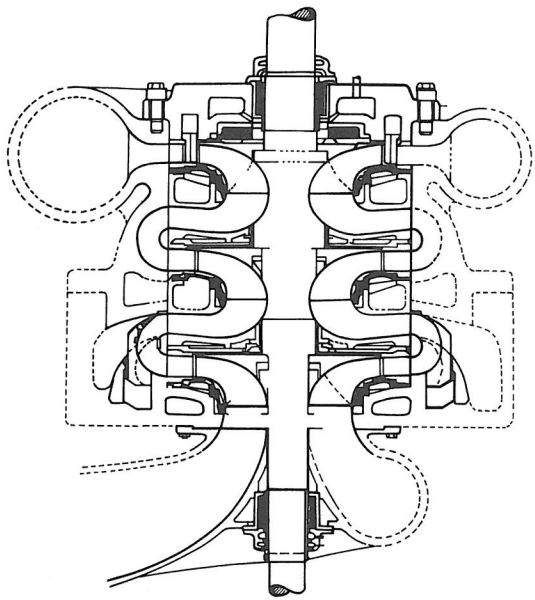


Sl. 17.26. Dvostepeno-dvostrujna pumpa-turbina snage 17,8 MW u turbinskom pogonu (*HE Z'Mutt,* Švicarska, 1961)

Glavni je nedostatak višestepenih agregata u tome što nema mogućnosti regulacije snage u turbinskom pogonu. Oni su izvedeni s fiksnim privodnim lopaticama, pa njihova karakteristika ovisi o oblikovanju kanala u privodnom i rotorskom kolu, a na nju se ne može u pogonu utjecati jer se struja vode ne da skretati pomoću pokretljivih privodnih lopatica. Stoga se optimalna pogonska područja u turbinskom i pumpnom pogonu ne poklapaju.

Danas se radi na konstrukciji dvostepenih reverzibilnih agregata s regulacijom privodnim lopaticama. Postignuti su dobri hidraulički rezultati na modelu dvostepene pumpa-turbine s dvostrukom regulacijom, ali još nijedan takav agregat nije realiziran jer su velike teškoće u smještaju dvaju privodnih kola u prostorno zbijeno kućište reverzibilnog agregata. Poseban su problem sinhronizirana regulacija dvaju privodnih kola i vrlo jake pulzacije tlaka i vibracije lopatica.

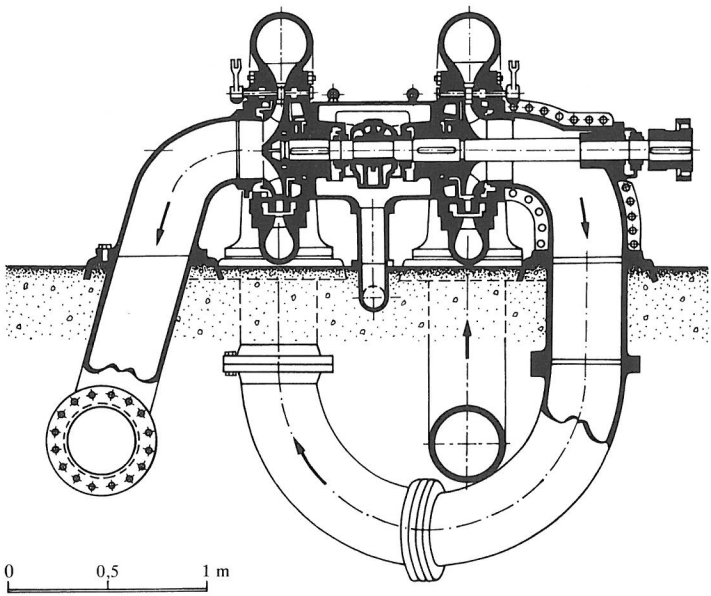
Poboljšane pogonske karakteristike postižu se ako se izvede pumpa-turbina s promjenljivim brojem stepena. Tako se predlaže izvedba agregata koji bi u turbinskom pogonu radio kao dvostepena turbina, a u pumpnome kao trostepena pumpa. Promjena broja stepena ostvarila bi se aksijalnim premještanjem preklopnoga aksijalnog prstenastog zatvarača (sl. 17.27). Takvo bi rješenje omogućilo da se dobiju optimalne pogonske karakteristike za oba smjera strujanja. Takva pumpa-turbina bila bi opravdana za padove veće od 700 m, i naročito kad nema velikih oscilacija pada, ali samo onda kad se ne zahtijeva regulacija snage u turbinskom pogonu. Taj zahtjev, uostalom, ne mogu ispuniti ni drugi tipovi višestepenih reverzibilnih agregata.



Sl. 17.27. Skica reverzibilne trostepeno-dvostepene pumpa-turbine

Kad je potrebna kontinuirana regulacija snage u turbinskom pogonu, danas su za područje padova od 500 do 1 200 m praktički povoljni samo trojni pumpno-aku-

mulacijski agregati. Ima, međutim, izgleda da bi kao zamjena za trojni agregat mogla poslužiti tandem-koncepcija u kojoj su dvije jednostepene pumpa-turbine s regulacijom privodnim lopaticama. Dosad to nije ostvareno, ali se pumpe često serijski spajaju, a serijski spoj turbine već je dulje vremena postignut. Na sl. 17.28. presjek je turbine u tandem-izvedbi, u pogonu od 1941. godine. Dosadašnji

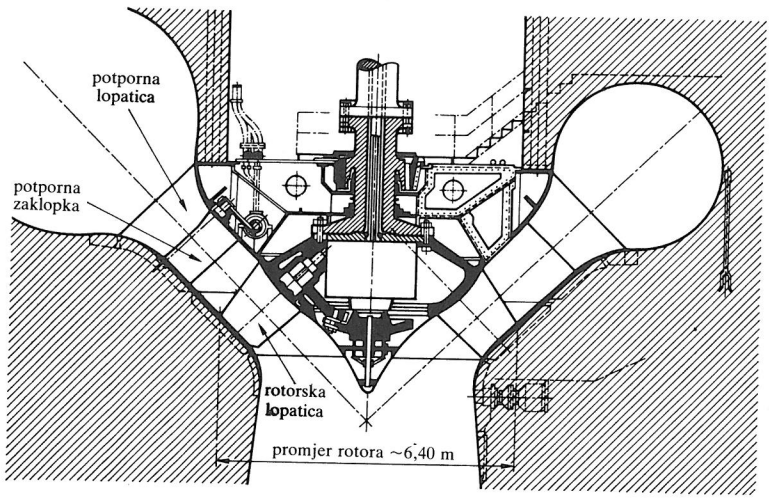


Sl. 17.28. Francisova vodna turbina u tandem-izvedbi snage 1 MW (*HE Trono*, Italija)

uspješni pogon takva agregata pokazuje da se može ostvariti stabilan pogon pomoću takve turbine. Prema tome realno je očekivati da bi tandem-izvedba reverzibilnog agregata, uz pravilno dimenzioniranje svih dijelova i sa stabilnom regulacijom dvaju privodnih kola, mogla zadovoljiti sve zahtjeve koji se postavljaju pred reverzibilni agregat.

5.4. Pumpa-turbina tipa Deriaz

To je poluaksijalna pumpa-turbina (sl. 17.29) s pomičnim rotorskim lopaticama, koje mogu potpuno zatvoriti strujne kanale, pa one služe i za regulaciju protoka. Zbog toga je suvišno privodno kolo. Struja vode regulira se, dakle, pomakom lopatica, pa se postižu dobri stupnjevi djelovanja u turbinskom i u pumpnom pogonu. Na unutrašnjoj su strani spiralnog kućišta potporne lopatice koje usmjeruju strujanje. Na kraju potpornih lopatica pričvršćene su pomoćne zaklopke. One su u normalnom pogonu zapravo produžetak potpornih lopatica. Ako je za vrijeme turbinskog pogona pad manji od normalnog, mogu se pomične zaklopke tako namjestiti da se poveća površina dovoda vode.



Sl. 17.29. Presjek pumpa-turbine tipa *Deriaz*

Prve pumpa-turbine tipa *Deriaz* postavljene su u pumpno-akumulacijskom postrojenju *Sir Adam Beck* u Kanadi 1957. godine (snaga 35,4 MW, pad 22,8 m). Kasnije je izgrađeno još nekoliko agregata do snage oko 90 MW i pada do oko 140 m.

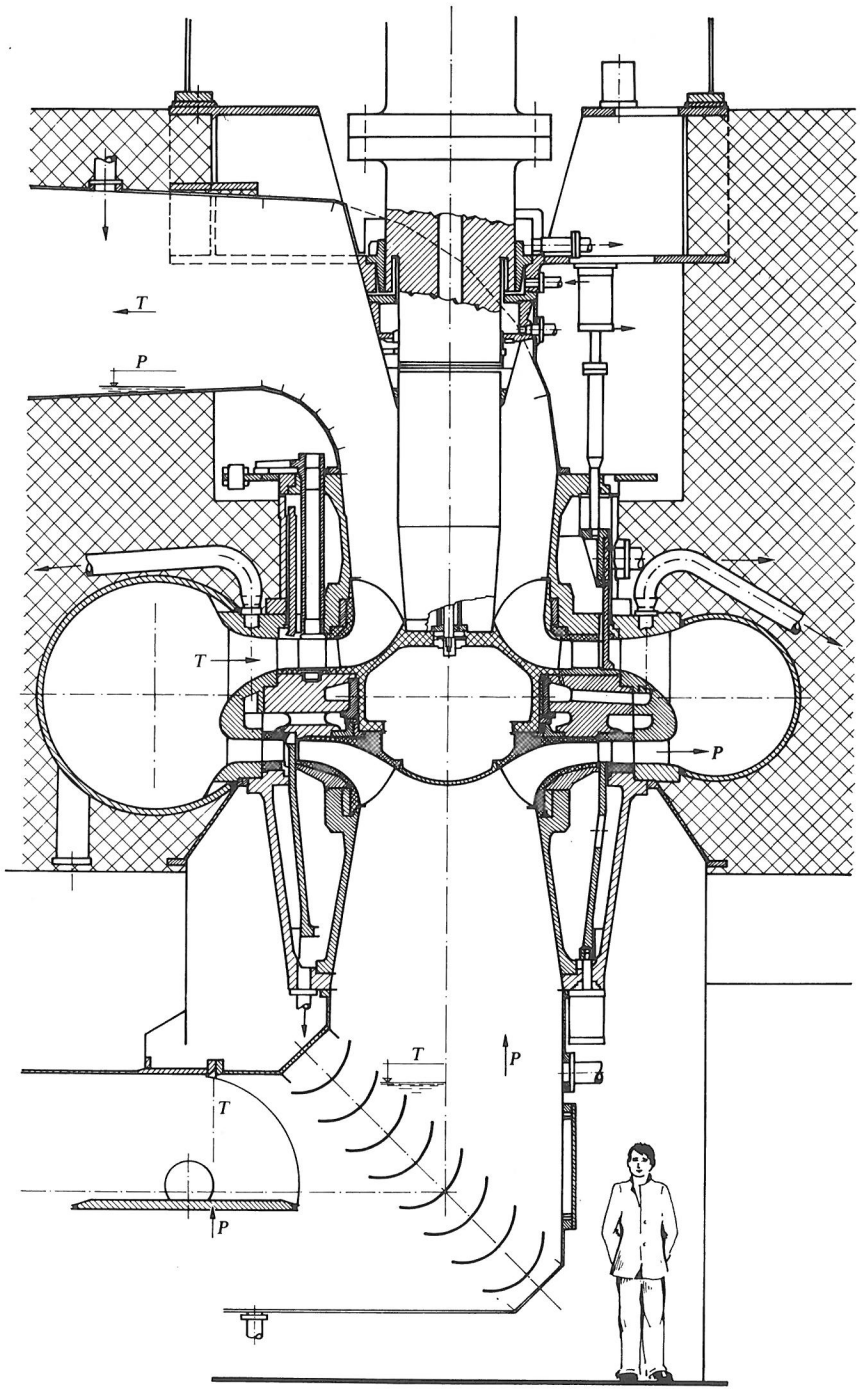
5.5. Pumpa-turbina tipa Isogyre

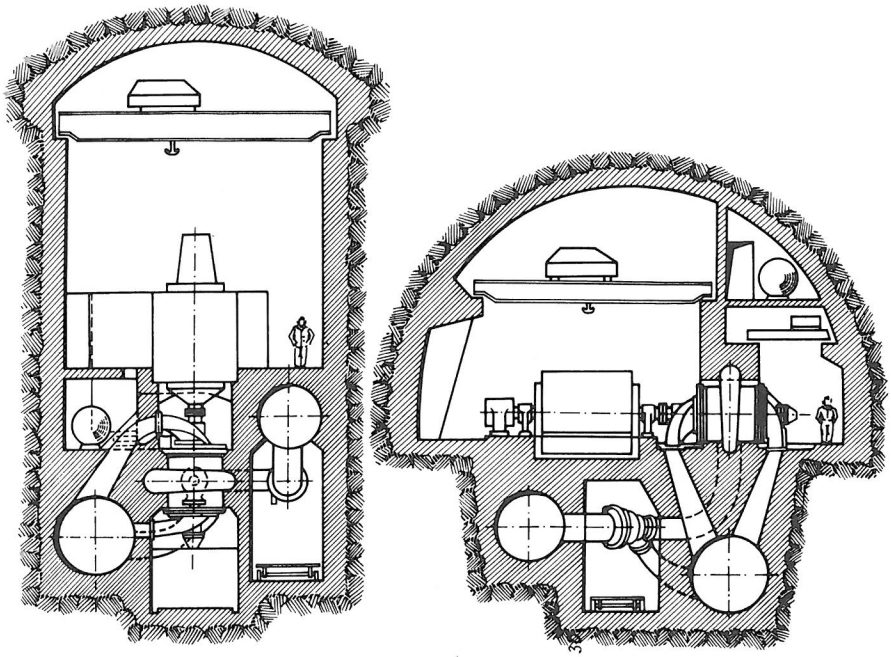
Osnovna je karakteristika tipa *Isogyre* da mu se ne mijenja smjer vrtnje u pumpnom i turbinskom pogonu. Ostali tipovi reverzibilnih agregata moraju, naime, promijeniti smjer vrtnje pri prijelazu od pumpnoga na turbinski pogon. Pumpa-turbina tipa *Isogyre* ima dva neovisna rotora (turbinski i pumpni, sl. 17.30) sa zajedničkom spiralom i s odvojenim difuzorima. Turbina ima pomične, a pumpa nepomične statorske lopatice.

Kako su rotori turbine i pumpe međusobno neovisni, dade se postići optimalni stupanj djelovanja u turbinskom i pumpnom pogonu i pri različitim padovima i snagama. Pumpa-turbina tipa *Isogyre* može se izvesti i s vertikalnom i s horizontalnom osovinom (sl. 17.31).

U pogonu je samo jedan agregat tipa *Isogyre* u *HE Robei* (Švicarska), snage 10 MW i pada 390 m. U izradi su dva agregata, snage 47 i 55 MW, za padove od 50 do 200 m i od 310 do 475 m.

Sl. 17.30. Presjek pumpa-turbine tipa *Isogyre* (na sljedećoj stranici)


T
P
T
P
T
P
T
P



Sl. 17.31. Vertikalna i horizontalna izvedba pumpa-turbine tipa *Isogyre*

Literatura

78. Lofteness, R. L., *Nuclear Power Plants,* Van Nostrand, Princeton 1964.
79. Wolf, U., *Siedewasserreaktoren-Physikalische Auslegung,* VGB-Kernkraftreaktoren, Seminar 1970, str. 73.
80. Voigt. O., *Siedewasserreaktoren-Wärme-und strömungstechnische Auslegung von Kern und Kühlkreis,* VGB-Kernkraftreaktoren, Seminar 1970, str. 80.
81. Ullrich, W., *Konstruktion des Reaktorkern, der Brennelemente und der Hauptkomponenten der Reaktoranlage,* VGB-Kernkraftwerke, Seminar 1970, str. 88
82. Hurlebaus, D., *Kerntechnische Hilfs- und Nebenanlagen,* VGB-Kernkraftwerke, Seminar 1970, str. 99.
83. Reinhardt, A., *Betriebsverhalten und Regelung der Kernkraftwerkes,* VGB-Kernkraftwerke, Seminar 1970, str. 112.
84. Bell, G. J., Gladstone, S., *Nuclear Reactor Theory,* Van Nostrand 1970.
85. Galanin, A. D., *Teoria geterogenogo reaktora,* Atomizdat, Moskva 1971.
86. Frartscher, W., Felke, H., *Einführung in die Kernenergetik,* VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig 1971.
87. Lamarsh, J. R., *Introduction to Nuclear Engineering,* Addison-Wesley, Reading, Mass. 1975.
88. Duderstadt, J. J., Hamilton, L. J., *Nuclear Reactor Analysis,* John Wiley, New York 1976.
89. Popović, D., *Nuklearni reaktori,* Tehnička enciklopedija, Jug. leksikografski zavod, sv. 9, str. 464, Zagreb 1986.
90. Popović, D., *Nuklearna energetika,* Naučna knjiga, Beograd 1978.
91. Glastone, S., Sesonke, A., *Nuclear Reactor Engineering,* Van Nostrand, New York 1981.
92. Knapp, V., *Nuklearna energija,* Tehnička enciklopedija, Jug. leksikografski zavod, sv. 9, str. 431, Zagreb 1986.
93. Mashe, G., *System Summary of a Westinghouse Pressurised Water Reactor Power Plant,* Westinghouse PWRSD 1971.
94. Bebin, J., *Fontionnement et technologie des réacteurs à eau pressurisée,* FRAMATOM, Paris 1974.
95. *CANDU 600 MW (e) Pressurised Heavy Water Reactor,* CANATOM 1976.
96. Considine, D. M., *Energy Technology Handbook,* McGraw-Hill 1977.
97. *Nuclear Power Plant with Pressurised Heavy Water Reactor,* KWU 1979.
98. *Fast Breeders,* IAEA, INFCE Working Group 1980.
99. *General Description of a Boiling Water Reactor,* General Electric Atomic Power Dept. 1980.
100. Feretić, D., *Nuklearna energetska postrojenja,* Tehnička enciklopedija, Jug. leksikografski zavod, sv. 9, str. 386, Zagreb 1986.
101. Popović, D., *Fisija atomskog jezgra,* Tehnička enciklopedija, Jug. leksikografski zavod, sv. 5, str. 445, Zagreb 1976.
102. Anastasijević, P., *Nuklearno gorivo,* Tehnička enciklopedija, Jug. leksikografski zavod, sv. 9, str. 513, Zagreb 1986.
103. Graves, M. W., *Nuclear Fuel Management,* John Wiley, New York 1979.
104. Anastasijević, P., Spasojević, D. i sur., *Strategija gorivnog ciklusa nuklearno-energetskih postrojenja,* Institut za nuklearne nauke Boris Kidrič, Beograd-Vinča 1981.
105. *World List of Nuclear Power Plants* (stanje 31. prosinca 1987), »Nuclear News«, veljača 1988, str. 63.

106. Faires, V. M., *Thermodynamics,* 4. izdanje, Macmillan, New York 1966.
107. Šretner, J., *Brodski motori s unutarnjim izgaranjem,* Sveučilište u Zagrebu, Zagreb 1970.
108. Miler, J., *Stacionarni i brodski eksplozivni motori,* knjiga prva, Tehnička knjiga, Zagreb 1950.
109. Oehler, E., *Brennkraftmaschinen,* Girardet, Essen 1950.
110. Miler, J. *Parne i plinske turbine,* I. dio, Tehnička knjiga, Zagreb 1955.
111. Winter, F. W., *Technische Wärmelehre,* Girardet, Essen, 1972.
112. *Dampfturbinen,* redakcijski kolegij, VEB Verlag Technik, Berlin 1958.
113. Martin, O., *Dampf- und Gasturbinen,* W. de Gruyter, Berlin-New York 1971.
114. Haas, H. i sur., *Entwicklungslinien der Grossmaschinen für die Stromerzeugung,* Brennstoff-Wärme-Kraft 23 (1970), str. 269.
115. Gregor, W., *Die Dampfturbinen im konventionnelen und im Kernkraftwerk,* Journées internationales d'étude des centrales électriques modernes, A. I. M. Liége 1974, rapport 48.
116. Widmer, M., *Evolution et caractéristiques constructives des turbines à vapeur conventionelles et nucléaires,* Journées internationales d'étude des centrales électriques modernes, A. I. M. Liége 1974, rapport 49.
117. Chevance, A. i sur., *Evolution des parties basse-pression des turbines à vapeur,* Journées internationalee d'étude des centrales électriques modernes, A. I. M. Liége 1974, rapport 50.
118. Traupel, W., *Thermische Turbomaschinen,* Erster Band, Thermodynamisch-strömungtechnische Berechnung, 2. Auflage, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York 1966.
119. Miler, J., *Parne i plinske turbine,* II. dio, Tehnička knjiga, Zagreb 1965.
120. Zuckrow, M. J., *Aircraft and Missile Propulsion,* Volume I, Thermodynamic of Fluid Flow and Application to Propulsion Engines, J. Wiley, New York 1958.
121. Gašparović, N., *Halbgeschlossene Gasturbinenanlage,* Brennstoff-Wärme-Kraft 19 (1967), str. 250.
121. Gašparović, N., *Zur thermodynamischen Auslegung halbgeschlossener Gasturbinenanlagen,* Brennstoff-Wärme-Kraft 20 (1968), str. 284.
122. Gašparović, N., *Einheitsleistungen der Gasturbinen,* Elektrizitätswirtschaft 71 (1972), str. 343.
123. Herbst, H., *Die Luftspeicher-Gasturbine. Ein neues Spitzenkraftwerkskonzept in statu nascendi,* Journées internationales d'étude des centrales électriques modernes, A. I. M. Liége 1974, rapport 70.
124. Schultze, G. R., Bartz, W. J., *Versuche zum Korosionproblem bei der Verbrennung schwerer Heizöle,* Motorische Zeitschrift 31 (1970), str. 377.
125. McKrone, T. D., *General Electric Heavy-Duty Gas Turbine Design,* Philosophy and Futur Trends, General Electric 1972.
126. Patterson, J. R., *Gas Turbine Fuels,* General Electric 1972.
127. Horvat, D., *Hidrodinamika,* I. dio, Sveučilište u Zagrebu, Zagreb 1961.
128. Hutarew, G., *Technische Hidraulik,* 2. Auflage, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York 1973.
129. Agroskin. I.I., Dimitrijev, G. I., Pikalov, F. L., *Hidraulika* Tehnička knjiga, Zagreb 1973.
130. Fancev, M., *Mehanika fluida,* Tehnička enciklopedija, Jug. leksikografski zavod, sv. 8, str. 67, Zagreb 1982.
131. Streeter, V. L., Wylie, E. B., *Fluid Mechanics,* McGraw-Hill, New York 1975.
132. Dougherty, R. L., Franzini, J. B., *Fluid Mechanics with Engineering Applications,* McGraw-Hill, New York 1977.
133. Horvat, D., *Vodne turbine,* knjiga I, drugo izdanje, Sveučilište u Zagrebu, Zagreb 1965.
134. Mosonyi, E., *Wasserkraftwerke,* Band I Niederdruckanlagen, 2. Auflage, VDI-Verlag, Düsseldorf 1966.
135. Mosonyi, E., *Wasserkraftwerke,* Band II Hochdruckanlagen, Kleinstkraftwerke und Pumpspeicheranlagen, 2. Auflage, VDI-Verlag, Düsseldorf 1966.
136. Quanz, L., Meerwarth, K., *Wasserkraftanlagen,* 11. Auflage, Springer-Verlag, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1963.
137. Verlet, H., *Turbines hydrauliques et groupes hydroélectriques,* Eyrolles, Paris 1964.
138. Pfleiderer, C., Petermann, H., *Strömungsmaschinen,* Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York 1972.
139. Stepanoff, A. J., *Radial- und Axialpumpen,* Springer-Verlag, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1959.
140. Gersdorff, B., *Pumpenspeicherwerke mit Pumpenturbinen,* Elektrizitätwirtschaft 63 (1964), str. 841.

141. Vušković, I., *Specifičnost reverzibilnih agregata za velike padove i snage,* Elektroprivreda 27 (1974), str. 164.
142. Vušković, I., *Današnje stanje i perspektivni razvoj pumpa-turbina za pumpnoakumulacijske hidroelektrane,* Savjetovanje o pumpnoakumulacijskim hidroelektranama, Jugoslavenska akademija znanosti i umjetnosti, Zagreb 1976.
143. Malquori, E., *Soggiorno di studio in Giappone dedicato agli impianti idroelettrici ad accumulazione per pompagio,* L'energia elettrica 51 (1974), str. 132.
144. Piguet, P., *La pompe turbine Isogyre,* Colloque sur les amenagement Hydro-électrique à accumulation par pompage, Commission économique pour l'Europe, ATH/SYMP/ED/D. 3, Athenes 1972.
145. Schulz. H., *Die Pumpen,* Springer-Verlag, Berlin 1977.
146. Anderson. H. H., *Centrifugal Pumps,* Trade and Technical Press. Surrey, England 1980.
147. Krichenko. G.I., *Hydraulic Machines – Turbines and Pumps,* Mir Publishers, Moscow 1986.

Izdavačko poduzeće
ŠKOLSKA KNJIGA
Zagreb, Masarykova 28

Za izdavača
mr. MILJENKO ŽAGAR

Korektor
STANKO SOKOL

Naklada 1000 primjeraka

Tiskanje završeno u studenom 1992.